FEB 19 1926

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 1. Ausgegeben am 21. Januar 1926. No. 701. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. Joos, Neues Material für und wider die Relativitätstheorie.

J. Weber, Der Michelson-Versuch von D. C. Miller auf dem Mount Wilson.

F. Běhounek, Zum Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10. bis 16. September 1925:

H. Seemann, Ein Röntgenspektrograph mit absoluter Nullpunktsbestimmung ohne Teilkreis.

Zusammenfassende Berichte.

R. Seeliger, Die Vorgänge an der Kathode der Bogenentladung.

F. Goos und P. P. Koch, Photozelle und Thermoelement.

Besprechungen:

A. Schoenflies, Einführung in die analytische Geometrie der Ebene und des Raumes.

Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit je einer Beilage von Seemann-Laboratorium (Röntgentechnische Werkstatt) Freiburg i. Br., Rheinstr. 16 und Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig, Markgrafenstr. 4.

RELATIVITÄTSTHEORIE

Grundzüge der Einsteinschen Relativitätstheorie. Von **August Kopff.** 2., verbesserte Auflage. VIII und 204 Seiten. Mit 3 Figuren. Gr. 8°. 1923 Geh. M. 4.—, Pappbd. M. 5.50.

Die hier gebotene Einführung in die Relativitätstheorie legt großes Gewicht auf eine möglichst sichere Grundlage für den mathematischen Aufbau, deren Fehlen dem Anfänger das volle Verständnis so schwer macht. Sie macht daher den Leser vertraut mit der die mathematische Darstellung der Naturgesetze so sehr vereinfachenden Vektorenrechnung und mit den nötigen Sätzen der Tensoranalysis. Für den Astronomen wird als besonders wertvoll die ausführliche Darstellung und strenge Begründung der Einstein'schen Gravitationstheorie, in der die ganze Lehre gipfelt, zu betrachten sein. Die Führung des Verfassers erleichtert in hohem Grade ein Vordringen bis zu den Schätzen, die in den Gedankengängen der Relativitätstheorie ruhen. (Astronom. Nachrichten.)

Über Äther und Uräther. Von **P. Lenard.** Zweite, vermehrte Auflage mit einem Mahnwort an deutsche Naturforscher. 66 Seiten. Gr. 8°. 1922. Geh. M. 2.—.

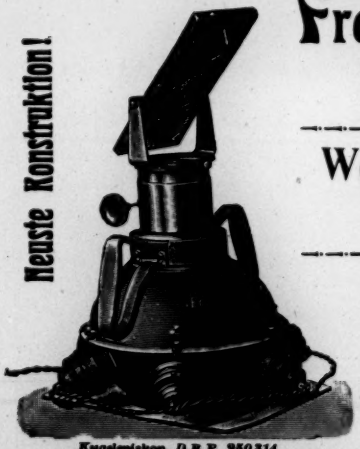
Von den Gegnern der Relativitätstheorie kommt Lenard in seiner neuen Arbeit zu einer erneuten Ablehnung der Theorie von seiten des praktischen Physikers und Naturwissenschaftlers, der versucht, sich ein mechanisch-elektromagnetisches Weltbild zu entwerfen, und eine Naturerklärung, die nur mit höherer Mathematik arbeitet, verwirft. Wie die frühere Abhandlung Lenards ist auch die vorliegende interessant zu lesen, zumal d. Verf. hier neue Hypothesen bezgl. der Struktur des Athers entwickelt. Jeder Leser wird in dieser empfehlenswerten Schrift viel Anregung finden. (Literar. Zentralblatt.)

Die Einsteinsche Gravitationstheorie. Versuch einer allgemeinverständlichen Darstellung der Theorie. Von **Gustav Mie.** Zweite, verbesserte Auflage. VI und 69 Seiten. 8°. 1923. Geh. M. 2.—.

Das Büchlein des bekannten Physikers ist eine eigenartige, sehr lesenswerte Darstellung der Einstein'schen Theorie. Der Verf., der selbst seit Jahren an seiner Theorie der Gravitation gearbeitet hat, steht dem Formalismus Einsteins skeptisch gegenüber und bekämpft dessen Neigung zum Relativismus. . . . Interessant sind auch die Bemerkungen Mie's über Äther, Materie, Raum- und Zeitmessung. (Zeitschr. f. d. physik. u. chem. Unterricht.)

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Neuste Konstruktion!



Kugelapishop. D.R.P. 350314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 1. 1. Januar 1926. Redaktionsschluß für No. 3 am 10. Januar 1926. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. Joos, Neues Material für und wider die Relativitätstheorie. S. 1.

J. Weber, Der Michelson-Versuch von D. C. Miller auf dem Mount Wilson. S. 5.

F. Běhounek, Zum Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre. S. 8.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10.—16. September 1925:

R. Seemann, Ein Röntgenspektrograph mit absoluter Nullpunktsbestimmung ohne Teilkreis. S. 10.

Zusammenfassende Berichte:

R. Seeliger, Die Vorgänge an der Kathode der Bogenentladung. S. 22.

F. Goos u. P. P. Koch, Photozelle und Thermoelement. S. 41.

Besprechungen:

A. Schoenflies, Einführung in die analytische Geometrie der Ebene und des Raumes. S. 42.

Personalien. S. 42.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Neues Material für und wider die Relativitätstheorie [1]).

Von Georg Joos.

Einleitung. Wenn der Kampf um die Relativitätstheorie von neuem entbrannt ist, so ist das Erfreuliche daran, daß er sich nicht mehr auf dem unfruchtbaren Boden der Frage nach der logischen Berechtigung bewegt, sondern auf dem der Physik angemesseneren Kampfplatz experimenteller Nachprüfung ausgefochten wird. Hier ist es ein merkwürdiges Zusammentreffen, daß in zwei aufeinanderfolgenden Heften der Proc. Nat. Ac. Washington einerseits eine schöne Bestätigung der von der allgemeinen Relativitätstheorie geforderten, bisher noch nicht einwandfrei nachgewiesenen Rotverschiebung der Spektrallinien im Gravitationsfeld, andererseits ein der speziellen Relativitätstheorie vollkommen widersprechendes Ergebnis einer Wiederholung des Michelsonversuchs mitgeteilt wird. Ferner war in letzter Zeit das über die Aberration vorliegende Material Gegenstand einer Diskussion, da in ihm scheinbare Widersprüche gegen die Relativitätstheorie gesehen wurden.

Nachweis der Rotverschiebung. Bisher wurde der von Einstein vorhergesagte Effekt ausschließlich auf der Sonne gesucht. Der zu erwartende Einfluß des Gravitationsfeldes ist aber hier so gering, daß er hart an der Grenze der Meßbarkeit liegt und seine Existenz auch durch andere Einflüsse, wie Druck, vorgetäuscht sein kann. Demgegenüber haben K. F. Bottlinger, J. Weber und A. S. Eddington auf ein anderes Himmelsobjekt aufmerksam gemacht, bei dem die Verhältnisse wesentlich günstiger liegen, den Begleiter des Sirius. Dieser Stern ist einer der wenigen, von denen wir so viel Daten haben, daß wir mit elementaren Überlegungen die Größenordnung des an seiner Oberfläche herrschenden Gravitationsfeldes berechnen können. Wir kennen nämlich die Umlaufszeit des visuellen Doppelgestirns zu 49,3 a und die große Achse der Bahn des Begleiters um den Hauptstern zu 20 Erdbahnradien. Daraus folgt nach dem dritten Keplerschen Gesetz sofort die Gesamtmasse des Siriussystems mit 3,5 Sonnenmassen. Es läßt sich aber nicht nur die Bahn des Begleiters relativ zum Hauptstern messen, sondern auch die Bahnen beider Sterne in bezug auf den Schwerpunkt, was das Massenverhältnis von Begleiter zu Hauptstern gleich 2,5 : 1 ergibt. Darnach hat der Begleiter dieselbe Masse wie die Sonne. Um den Radius zu finden, vergleicht man die Helligkeit des Sterns mit der der Sonne. In der wirklichen Entfernung von 9 Lichtjahren, die einer Halbjahrsparallaxe von 0,37″ entspricht, erscheint uns der Siriusbegleiter als Stern 8,5 Größe. Zum Vergleich der wirklichen Helligkeiten müssen die zu vergleichenden Sterne in gleiche Entfernung gebracht werden, als solche wird die Entfernung von 0,1″ Parallaxe genommen. Die Helligkeit des Sterns beträgt dann nur noch $\frac{1}{3{,}7^2}$. Da jede Größenklasse 2,512 mal schwächer ist als die vorhergehende, beträgt die Größenklasse in der Normalentfernung („absolute Helligkeit") 11,34. Die Sonne würde in dieser Entfernung als Stern 4,9ter Größe erscheinen, die Helligkeit des Siriusbegleiters beträgt also $\frac{1}{2{,}5^{(11{,}3-4{,}9)}}$ oder $\frac{1}{376}$ der

1) Vortrag, gehalten auf der am 18. November 1925 in Halle stattgehabten Versammlung des Gauvereins Sachsen-Thüringen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Sonnenhelligkeit. Wären beide Gestirne auf gleicher Temperatur, so wären ihre Flächenhelligkeiten dieselben, folglich wäre die Oberfläche des Siriusbegleiters $\frac{1}{376}$ der Sonnenoberfläche. Aus dem kontinuierlichen Spektrum und dem Typ des Linienabsorptionsspektrums folgt aber eine Temperatur von 8000° gegen 5900°. Sonnentemperatur. Nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz ist dann die Flächenhelligkeit $\left(\frac{80}{59}\right)^4$ mal größer als bei der Sonne, die Oberfläche also noch in diesem Verhältnis zu verkleinern. Dies gibt für den Halbmesser 0,0285 Sonnenradien oder 19800 km. Die Dichte erreicht dann die phantastische Größenordnung 50000. Aus etwas anderen stellarstatistischen Überlegungen berechnete Seares[1]) den Radius zu 24000 km, wenn man den Stern zur Spektralklasse *FO* rechnet und zu 18000 km bei Annahme der Klasse A 5. Die nach der Einsteinschen Formel

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{\varkappa M}{c^2 r}\right)$$

($\varkappa$ Gravitationskonstante) berechnete Rotverschiebung beträgt mit den so gefundenen Zahlen für r und M etwa 0,3 A.E. gegen 0,008 auf der Sonne.

Trotz dieser günstigen Größe des Effekts sind einwandfreie Aufnahmen infolge der Überstrahlung durch den um 10 Größenklassen helleren Hauptstern sehr schwer zu erhalten und nur in besonders günstigen Stellungen möglich. Infolgedessen waren unter den von W. Adams[2]) auf dem Mt. Wilson gemachten Aufnahmen nur vier zur Auswertung geeignet. Auf diesen befand sich in der Mitte das Spektrum des Begleiters und oben und unten schwach dasjenige des Hauptsterns, so daß die Wellenlängen zwischen Hauptstern und Begleiter verglichen werden konnten. Die Dichte des Hauptsterns ist so gering, daß der Gravitationseffekt auf ihm gegen denjenigen auf dem Begleiter zu vernachlässigen ist. Die Intensität des überlagerten Siriusspektrums war bei H_β noch ganz gering, bei H_γ indes bereits von derselben Größe wie beim Begleiter. Dieser Unterschied kommt von der höheren Temperatur des Hauptsterns. Infolgedessen mußte, da auch in der Mitte das Siriusspektrum lag, bei H_γ die Wellenlänge korrigiert werden, denn gleiche Intensität der beiden übereinander photographierten Spektren angenommen, würde man in der Mitte das arithmetische Mittel der Wellenlänge von Sirius und Begleiter messen, die wahre Wellenlänge des Begleiters unterscheidet sich also um den doppelten Betrag von der des Sirius. Dieses Verfahren ist durchaus berechtigt. Bei H_β beträgt die Rotverschiebung als Geschwindigkeit im Visionsradius ausgedrückt im Mittel 26 km/sec (Extremwerte 31 und 17), bei H_γ nach Anbringung der Korrektur 21 km/sec. Außerdem wurden noch einige andere Linien, darunter die Mg^+-Linie 4481 gemessen, welche im Mittel 22 km ergeben. Das Gesamtmittel ist 23 km. Hiervon abzuziehen ist die wirkliche Geschwindigkeit des Begleiters gegen den Sirius, welche zur Zeit der Aufnahme im Visionsradius 1,7 km betrug, so daß eine Rotverschiebung von 21 km/sec übrig bleibt, was einer Wellenlängenänderung von 0,32 A.E. entspricht. Man wird zunächst daran denken, die Verschiebung als Druckeffekt anzusprechen, wenn auch — wie der Vergleich mit den irdischen Verhältnissen unmittelbar erkennen läßt — großes Gravitationspotential durchaus mit geringem Druck zu vereinigen ist. Die Angabe, daß die Linien sehr diffus seien, weist auf Druckwirkung hin. Das Verhältnis von Druckverbreiterung und Druckverschiebung ist am eingehendsten an der Quecksilberlinie 2536 von Chr. Füchtbauer, G. Joos und O. Dinkelacker[1]) untersucht, größenordnungsmäßig dürften sich die dort gefundenen Ergebnisse auf alle von wasserstoffunähnlichen Atomen ausgesandte Linien übertragen lassen. Darnach erfordert die beobachtete Verschiebung von 0,3 A.E. einen Wasserstoffdruck von etwa 75 Atm. Die Breite der Linie würde dann 2 A.E., was mit der Angabe von Adams wohl verträglich ist. Die nicht dem Wasserstoff zugehörigen Linien sind also nicht beweiskräftig. Anders liegen die Dinge beim Wasserstoff selbst. Da dieser einen der Feldstärke proportionalen Starkeffekt zeigt, im Gegensatz zu den andern Linien, welche im elektrischen Feld lediglich eine geringe Verschiebung proportional dem Quadrat der Feldstärke aufweisen, ist hier eine viel größere Druckverbreiterung, welche ja durch die intramolekularen elektrischen Felder bewirkt wird, zu erwarten. In der Tat gaben allerdings ziemlich rohe Messungen von A. Rossi[2]) an den Balmerlinien in Emission eine derartige Verbreiterung, daß diese Linien bei 75 Atm. mehrere tausend A.E. breit wären. Dadurch dürfte der Druckeffekt ausgeschlossen sein. Da andere Ursachen für die Rotverschiebung nicht bekannt sind, erscheint

1) Seares, Astrophys. Journ. **55**, 165, 1922.
2) W. Adams, Proc. Nat. Ac. Washington **11**, 382, 1925.

1) Chr. Füchtbauer, G. Joos und O. Dinkelacker, Ann. d. Phys. **71**, 204, 1923.
2) A. Rossi, Astrophys. Journ. **34**, 299, 1911. Vgl. hierzu auch die Theorie von J. Holtsmark (Ann. d. Phys. **58**, 623, 1919) und die auf niedrigere Drucke (bis zu ca. 400 mm) bezüglichen Messungen von O. Hulburt (Phys. Rev. **22**, 24, 1923).

der Schluß berechtigt, daß man es hier in der Tat mit dem gesuchten Gravitationseffekt zu tun hat[1]).

Aberration[2]). Lenard[3]) sah in folgendem einen Widerspruch gegen die Relativitätstheorie: Wenn die Aberration nur von der Relativbewegung zwischen Lichtquelle und Beobachter abhängt, so müssen spektroskopische Doppelsterne gerade dann getrennt erscheinen, wenn sie in Konjunktur stehen, da ja dann ihre Geschwindigkeiten in entgegengesetzter Richtung auf dem Visionsradius senkrecht stehen. Da dies nicht der Fall ist, während andererseits die Bewegung der Erde einen Aberrationseffekt bewirkt, ist dadurch eine absolute Bewegung nachweisbar. Thirring[4]) klärte diese Frage in folgender Weise: Die Relativitätstheorie verneint nicht die Möglichkeit des Nachweises beschleunigter Bewegungen gegen das Inertialsystem der Fixsterne, wie sie ja schon der Foucaultsche Pendelversuch erkennen läßt. In der Tat hängt die Aberration von der Bewegung gegen dieses System ab. Denn eine konsequente Durchführung der allgemeinen Relativitätstheorie ergibt folgendes: Für einen im Inertialsystem ruhenden Beobachter besteht die Aberration lediglich darin, daß er einen bewegten leuchtenden Punkt dort sieht, wo er sich zu einer um die Latenzzeit (Entfernung c) zurückliegenden Zeit befand. Die beiden Komponenten des Doppelsterns werden daher lediglich in früherer Phase gesehen. Für einen gegen das Inertialsystem der Fixsterne beschleunigt bewegten Beobachter treten dagegen Lichtstrahlkrümmungen auf, welche bei der Erdbahn gerade zu dem von den elementaren Theorien geforderten Aberrationseffekt führen. Auf diese Weise ist auch das Ergebnis eines interessanten, von J. Stark[5]) angestellten Versuchs zu verstehen. Stark ließ Wasserstoffkanalstrahlen gegen eine ebene Aluminiumfläche laufen und beobachtete in der Ebene dieser Fläche senkrecht zur Bewegung der Strahlen, indem er die *Al*-Fläche auf den Spalt des Spektrographen abbildete. Durch Longitudinalbeobachtung wurde festgestellt, daß die Wasserstofflinien im wesentlichen von bewegten Teilchen ausgesandt wurden. Außerdem befand sich aber über der *Al*-Fläche noch Quecksilberdampf, welcher durch die *H*-Kanalstrahlen angeregt wurde, also nur ruhende Intensität gab. Die Begrenzung der *Al*-Fläche erschien nun im Licht der bewegten *H*-Strahlen genau an derselben Stelle wie im Licht der Quecksilberatome. Wäre die Normale der Wellenfläche der bewegten *H*-Linien infolge der Bewegung ihrer Träger um einen Winkel von der Größenordnung v/c gegen die Normale der Wellenfläche des von den ruhenden Atomen ausgesandten Lichtes verdreht gewesen, so wäre bei den angewandten Dimensionen der Apparatur eine Verschiebung von 1,2 mm zu erwarten gewesen, während der tatsächliche Effekt jedenfalls kleiner als $5 \cdot 10^{-2}$ mm war. Nach den obigen Ausführungen ist durchaus keine Verschiebung zu erwarten. Der Beobachter ruht im Inertialsystem, er sieht die bewegten Teilchen dort zum letztenmal leuchten, wo sie auch wirklich mit Leuchten aufhören, nämlich an der *Al*-Fläche. Genau an derselben Stelle sieht er auch die Grenze des Leuchtens der Quecksilberatome.

Wiederholung des Michelson-Versuchs. Trotzdem das bisher besprochene Tatsachenmaterial durchaus im Sinne der Relativitätstheorie zu deuten ist, wäre sie als widerlegt anzusehen, wenn sich das bei der Wiederholung des Michelsonversuchs auf dem Mt. Wilson erhaltene Resultat bestätigen sollte. Die Anordnung des Versuchs ist im Prinzip allgemein bekannt, so daß hier nicht weiter darauf eingegangen zu werden braucht. Bildet der eine Arm mit der Horizontalkomponente der Erdgeschwindigkeit („des Ätherwinds") den Winkel β und ist α der Winkel zwischen der Richtung des Ätherwinds im Raum und der Senkrechten auf der Ebene des Apparats, so ist die nach der Theorie des ruhenden Äthers zu erwartende Streifenverschiebung, wenn der Apparat um 90° gedreht wird:

$$\Delta n = \frac{2l}{\lambda}\left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin^2\alpha \cos 2\beta$$

(l Länge eines Armes, λ Wellenlänge des benützten Lichtes, v Geschwindigkeit der Erde gegen den Äther). Das Ausbleiben der erwarteten Verschiebung bei dem von Michelson und Morley im Jahr 1887 ausgeführten Versuch gab bekanntlich den Anstoß zur Relativitätstheorie. Morley und Miller[1]) wiederholten den Versuch in den Jahren 1904 und 1905 mit einer wesentlich vergrößerten Apparatur, bei der die

1) Man könnte noch daran denken, daß die Absorption der Balmerlinien in einer andern Schicht erfolgt als die der übrigen Linien. Da die Druckverschiebung aber auf alle Fälle mit einer Druckverbreiterung verknüpft ist, scheidet diese Möglichkeit aus, wenn die Linienbreite in beiden Spektren dieselbe war. Leider fehlen Angaben über diesen Punkt in der Adams'schen Arbeit. Was das Verhältnis von Druckverbreiterung und -verschiebung betrifft, so findet sich weder in der oben zitierten Arbeit von Rossi noch in derjenigen von Hulburt eine Angabe über eine Verschiebung des Maximums der Linien.

2) Dieser Teil wurde der Zeitersparnis halber in Halle nicht vorgetragen.

3) P. Lenard, Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 81, 1925.

4) H. Thirring, Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 561, 1925; Zeitschr. f. Phys. **30**, 63, 1925.

5) J. Stark, Ann. d. Phys. **77**, 16, 1925.

1) E. W. Morley u. D. C. Miller, Phil. Mag **9**, 669 u. 680, 1905.

Länge eines Arms 32 m betrug (durch vielfache Reflexion war die tatsächliche Länge eines Arms auf 4 m verkleinert worden). Auch hier lag der Effekt, der bei Drehung des Apparates eintrat, innerhalb der Beobachtungsfehler und weit unter dem erwarteten Wert der Verschiebung, so daß das Ergebnis als negativ bezeichnet wurde. Mit derselben Apparatur hat

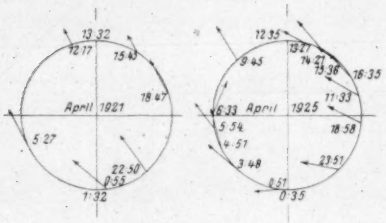


Fig. 1.

D. C. Miller[1]) den Versuch auf dem 1800 hohen Mt. Wilson wiederholt und zur größten Überraschung eine Streifenverschiebung im Betrag von $^1/_3$ des erwarteten Effekts gefunden. Dieses Ergebnis wurde zunächst auf Beobachtungsfehler zurückgeführt und deshalb der ganze Apparat umgebaut, wobei die Verwendung von Eisen zur Vermeidung magnetischer Einflüsse peinlichst vermieden wurde. Aber auch dieses Interferometer gab auf dem Mt. Wilson eine Streifenverschiebung. Dann wurde der Apparat wieder in die Ebene nach Cleveland gebracht, wo in den Jahren 1922 und 1923 zahlreiche Beobachtungen gemacht wurden, die alle negativ ausfielen. Vom September 1924 an wurden die Beobachtungen wieder auf dem Mt. Wilson ausgeführt, der Apparat war dabei an eine andere Stelle gebaut worden. Der Effekt war abermals positiv und von ungefähr derselben Größe wie im Jahr 1921. Die längste Meßreihe wurde dann im März und April 1925 aufgenommen, wo 1600 Einzelmessungen ausgeführt wurden. In Fig. 1 ist die Größe und Richtung des Ätherwindes zu verschiedenen Sternzeiten dargestellt, so wie sie sich im April 1921 und im April 1925 ergab. Fig. 2 stellt das im April 1925 beobachtete Azimut des Ätherwindes in Abhängigkeit von der Sternzeit dar. Mit einigem Geschick läßt sich eine sinusähnliche Kurve durch die Beobachtungspunkte legen. Das Endergebnis der Versuche faßt Miller[2]) dahin zusammen, daß auf dem Mt. Wilson eine Relativbewegung zwischen Erde und Äther im Betrag von 10 km/sec existiert.

Was läßt sich zu diesem Resultat sagen? Nach dem Bericht über die Versuche fällt es schwer, anzunehmen, daß grobe Fehlerquellen in Frage kommen, denn hinsichtlich der Temperaturkonstanz oder der Starrheit des Gestells scheinen alle erdenklichen Kontrollversuche gemacht zu sein, aber ein sicheres Urteil läßt sich aus der Ferne darüber nicht bilden. Man kann weiter fragen: sind die Millerschen Ergebnisse als solche einleuchtend? Hier treten uns zunächst zwei Bedenken entgegen: 1. Wenn an der Erdoberfläche in Meereshöhe kein Effekt vorhanden ist, während der volle Betrag der Relativgeschwindigkeit von Erde und Äther 30 km/sec beträgt, so erscheint die ungeheuer schnelle Zunahme mit der Höhe auch vom Standpunkt eines partiell mitgeführten Äthers schwer verständlich. Wenn aber, wie sogleich näher erläutert wird, mit einer vollen Geschwindigkeit von mehreren hundert km/sec zu rechnen ist, so ist diese Zunahme nicht mehr so unwahrscheinlich groß wie bei dem Wert von 30 km/sec. 2. Erscheint die Bemerkung verdächtig, daß der Effekt zu den verschiedenen Jahreszeiten nicht merklich verschieden gefunden wurde, daß vielmehr für Größe und Richtung des Ätherwindes nur die Sternzeit maßgebend sein sollte. Käme nur die Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn um die Sonne in Frage, so wäre der Punkt am Himmel, aus dem der Ätherwind weht, sehr einfach durch folgende Überlegung zu finden: Die Richtung der Relativgeschwindigkeit zwischen Erde und Äther muß jedenfalls in die Ebene der Erdbahn fallen und wegen der annähernd

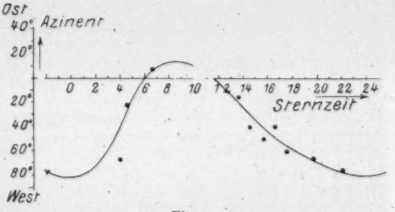


Fig. 2.

kreisförmigen Bahn senkrecht auf der Richtung nach der Sonne stehen. Da sich die Erdbahn auf die Himmelskugel als die Ekliptik projiziert, so muß man nur auf dieser von der Sonne um 90° weiter gehen, um den gesuchten Punkt zu finden. Daraus ersieht man, daß dieser Punkt zu verschiedenen Jahreszeiten innerhalb des Sternenhimmels an verschiedenen Stellen liegt, so daß es ganz unverständlich erscheint, daß

1) D. C. Miller, Phys. Rev. **19**, 407, 1922.
2) D. C. Miller, Proc. Nat. Ac. Washington **11**, 314, 1925.

die Richtung nur eine Funktion der Sternzeit unabhängig von den Jahreszeiten sein soll. Anders wird die Sache, wenn sich dieser Bewegung der Erde noch eine gemeinsame Bewegung des Sonnensystems überlagert, deren Richtung natürlich sich im Lauf eines Jahres nicht ändert. Die Resultante der beiden Geschwindigkeiten wird dann um so weniger von der Jahreszeit abhängen, je größer die gemeinsame Geschwindigkeit im Verhältnis zur Bahngeschwindigkeit der Erde ist. Um den beobachteten geringen Einfluß der Jahreszeit zu erklären, müssen daher Geschwindigkeiten des Sonnensystems von einigen hundert km/sec angenommen werden. Was die Bewegung der Sonne unter den Fixsternen betrifft, so ist ihre Geschwindigkeit mit 20 km/sec ziemlich gut gesichert, diese Geschwindigkeit kann also keineswegs ausreichen, den Millerschen Befund zu erklären. Nun nimmt die Astronomie aber heute an, daß die Spiralnebel fernste, unserem Milchstraßensystem koordinierte Weltsysteme seien und nach dem bei diesen Objekten festgestellten Dopplereffekt ist mit einer Bewegung unseres Milchstraßensystems gegen die andern Milchstraßensysteme zu rechnen, deren Geschwindigkeit etwa 200 km/sec beträgt.

Wiederholung des Versuchs von Trouton und Noble im Gebirge. Das Millersche Ergebnis bedarf wegen seiner fundamentalen Bedeutung dringend der Nachprüfung. Eine abermalige Wiederholung des Michelsonversuchs erfordert große Mittel und viel Zeit. Andererseits ist durch die Millerschen Versuche ein neuer Gesichtspunkt hereingekommen, der es wünschenswert erscheinen läßt, daß auch andere auf die Relativitätstheorie bezügliche Versuche, die bisher nur in Meereshöhe gemacht wurden, in größerer Höhe wiederholt werden. Am nächsten liegt der Kondensatorversuch von Trouton und Noble[1]), der den Nachweis eines von der Äthertheorie geforderten, mit $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ proportionalen, an einem drehbar aufgehängten Kondensator angreifenden Drehmoments liefern soll. Der Versuch, der von Jena aus vorbereitet wurde, ist nach einer freundlichen Mitteilung von Herrn R. Tomaschek bereits diesen Herbst auf dem Jungfraujoch ausgeführt worden. Trotzdem die Empfindlichkeit gegenüber dem Originalversuch verzwanzigfacht war und eine Relativgeschwindigkeit von 3 km/sec noch bequem zu beobachten gewesen wäre, zeigte sich kein Effekt. Da das negative Ergebnis dieses Versuchs eine Folge des Satzes von der Trägheit jeglicher Energie ist, erscheint dieser Satz auch bei Bestätigung des Millerschen Befundes auf alle Fälle gerettet.

Schluß. Da ein einziger die fortschreitende Bewegung der Erde anzeigender Versuch die Relativitätstheorie widerlegen kann, so sprechen zwar die andern hier besprochenen Arbeiten gegen die Wahrscheinlichkeit des Millerschen Befunds, sie können ihn aber, wenn seine Richtigkeit sichergestellt ist, niemals aufwiegen. Dann wäre aber nicht nur die Relativitätstheorie, sondern auch die alle Effekte 1. Ordnung ausschließende Lorentzsche Theorie des ruhenden Äthers erledigt. Es erscheint daher nicht überflüssig, vor einer Wiederholung des Michelsonversuchs wenigstens einen der ganz leicht ausführbaren Versuche erster Ordnung, etwa den Kettelerschen Interferenzversuch[1]), im Gebirge nachzumachen. Auf das Chaos, das bei Bestätigung des Millerschen Befunds von allen Theorien der Elektrodynamik bewegter Körper — allenfalls mit Ausnahme der Stokes-Planckschen Theorie[2]) des kompressiblen, wirbelfreien Äthers — übrigbliebe, braucht nicht mehr weiter eingegangen zu werden. Man kann füglich zweifeln, ob dann alle elektrodynamischen und optischen Erscheinungen an bewegten Körpern überhaupt noch einheitlich zu erklären sind, doch stünde dem wieder die ungeahnte Möglichkeit gegenüber, die astronomisch nur größenordnungsmäßig meßbare Bewegung der Erde gegen die fernen Welten der Spiralnebel im Laboratorium zu messen.

1) F. T. Trouton u. H. R. Noble, Phil. Trans. A. **202**, 165.

1) Ketteler, Pogg. Ann. **144**, 1872.
2) Vgl. z. B. H. A. Lorentz, Theorie of Electrons. Leipzig 1905, S. 168 ff.

Jena, Physikalisches Institut, November 1925.

(Eingegangen 2. Dezember 1925.)

Der Michelson-Versuch von D. C. Miller auf dem Mount Wilson.

Von J. Weber.

An anderer Stelle[1]) habe ich in Form eines Referates darauf hingewiesen, daß die von Miller in den Proceedings of the National Academy Juni 1925 veröffentlichten Beobachtungsergebnisse nichts mit einer Bewegung der Erde durch den Weltenraum gemein haben. Hier möge nun in einer Reihe von Abbildungen der auf dem Mt. Wilson beobachtete Verlauf der Erscheinung demjenigen gegenüber gestellt werden, den eine einfache Durchrechnung für die geographische Breite des Mt. Wilson auf

1) Die Naturwissenschaften 1926, Nr. 1 (eingesandt im September 1925).

Grund der astronomischen Daten über die Geschwindigkeit der Erde in der Bahn um die Sonne und dieser gegenüber den Fixsternen für die Annahme eines Ätherwindes ergibt. Die zuletzt genannte Bewegung ist abhängig von der zu ihrer Ableitung getroffenen Auswahl unter den Sternen. Dies kann man in den weitverbreiteten Werken: Astronomie von J. Hartmann, S. 546 f. und Newcomb-Engelmann, Pop. Astronomie (6. Aufl., S. 582 f.) nachsehen. Durch die Annahme eines Mittelwertes für die Koordinaten des Apex, und zwar Rektaszension $\alpha = 270^0$ und Deklination $\delta = +32^0$ und einer Sekundengeschwindigkeit von 20 km in dieser Richtung kann man sich an Hand einer kurzen Überschlagsrechnung hinreichend über die zeitlichen Änderungen des erwarteten Effektes unterrichten.

Zunächst ergibt sich durch Zusammensetzung der Bahngeschwindigkeit der Erde, 30 km/sek, und der obigen Apexgeschwindigkeit der Sonne für den 21. März eine resultierende von rund 45 km/sek auf den Punkt $\alpha = 270^0$, $\delta = -2^0$ zu, wie dies die rechte Hälfte der Abb. 1 darstellt, die in der Ebene des Stundenkreises von 18 bzw. 6 Uhr Sternzeit zu denken ist. Dieser Punkt steigt dann im weiteren Verlaufe des Jahres allmählich am Himmel empor und erreicht bei Rektaszension 90^0 seine größte Deklination mit $+65^0$, wobei die resultierende Geschwindigkeit den Betrag von 25 km/sec erhält (vgl. hierzu die linke Hälfte der Abb. 1).

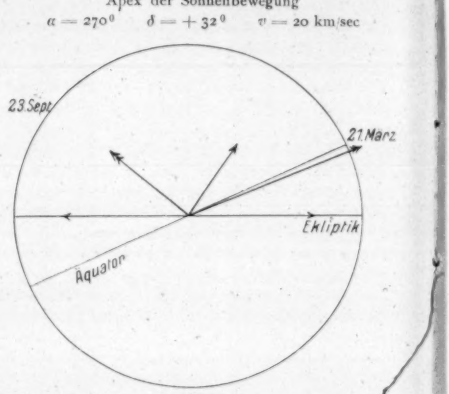


Abb. 1.

Die Pfeile mit einfacher Fiederung sind die Komponenten, die mit doppelter die resultierende Geschwindigkeit.

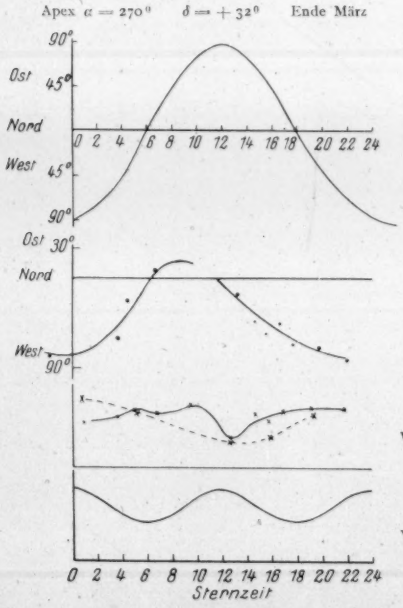


Abb. 2. Azimut berechnet

Abb. 3. Azimut beobachtet

Abb. 4. Verschiebungsintensität beobachtet

Abb. 5. Verschiebungsintensität berechnet

Es ist demnach für den Nachweis des Ätherwindes die Frühjahrsstellung des Apex die geeignetere, zumal er dann zweimal am Tage im Horizont des Beobachtungsortes steht. Im Herbst dagegen liegt er zirkumpolar und steigt am 23. September günstigstenfalls nur bis 9^0 Höhe hernieder. Bei seiner Stellung Ende März nahe dem Äquator ergibt sich ein Maximum des Azimuts von 90^0 nach Westen und nach Osten. Diesen Verlauf zeigt die Abb. 2. Darunter befindet sich die Abb. 3, welche das von Miller beobachtete Azimut für dieselben Sternzeitstunden entsprechend seiner Fig. 5 darstellt. Wir sehen die beobachtete Kurve in starkem Widerspruch zu der folgenden Forderung: wenn die beobachtete Erscheinung irgend etwas mit einer nach einem für größere Zeiträume nahezu feststehenden Himmelspunkt gerichteten Bewegung zu tun haben soll, so muß dieser Punkt im Laufe

eines Tages ein gleiches Azimut im Westen wie Osten erreichen.

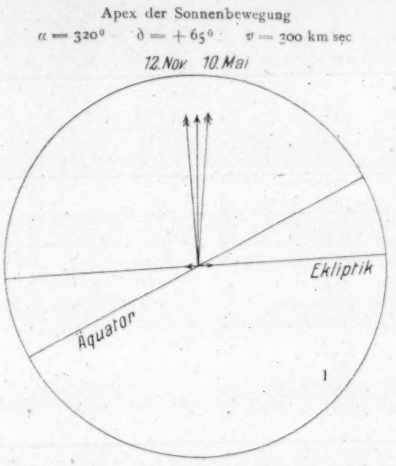


Abb. 6.
Die Pfeile mit einfacher Fiederung sind die Komponenten, die mit doppelter die resultierende Geschwindigkeit.

Die bei den Beobachtungen festgestellte maximale Streifenverschiebung ist in Abb. 4 dargestellt, indem die Ordinaten genau[1]) der Größe der Pfeile in den Millerschen Fig. 1 und 2 entsprechen. Dabei gilt die punktierte Kurve für April 1921 und die ausgezogene für April 1925. Dem beobachteten Verlauf der Streifenverschiebung steht der auf Grund der jeweiligen Höhe des Apex über dem Horizont des Mt. Wilson für die einzelnen Sternzeitstunden Anfang April berechnete Verlauf in Abb. 5 gegenüber. Die Größe des Ordinatenmaximums ist dabei ungefähr gleich der Millerschen. Es handelt sich ja nur um den Verlauf, der sich nach der Rechnung folgendermaßen gestaltet: zur Zeit des größten Azimuts, wenn der Apex im Horizont steht, ergibt sich das Maximum der Verschiebung, dann nimmt sie bis auf 0,59 ihres Maximalwertes zur Zeit der größten Höhe ab, worauf sie wieder zunimmt. Demgegenüber sehen wir die beobachteten Werte gerade zu der Sternzeitstunde ein Minimum der Verschiebung zeigen, wo die berechnete Kurve ein Maximum hat.

Nun ist nach einer brieflichen Mitteilung[1]) auf dem Mt. Wilson sogar eine so starke Streifenverschiebung beobachtet worden, daß sie nach Größe und Richtung der von Strömberg aus der Bewegung der Kugelsternhaufen ermittelten Apexbewegung unseres Sonnensystems zu 300 km/sec entspricht. Für den Apex, den Strömberg zu $\alpha = 320^0$ und $\delta = +65^0$ gibt, stellt die Abb. 6 die Verhältnisse in der Ebene des Kreises 320^0 bzw. 140^0 Rektaszension dar. Für den 10. Mai ergibt sich eine Deklination von $+59^0$, für den 12. November eine solche von $+71^0$, mit einer resultierenden Geschwindigkeit von 302 bzw. 301 km/sec. Dieser Apex ist zirkumpolar für den Horizont von Mt. Wilson und erreicht im günstigsten Falle ein Azimut von 38^0 und bei unterer Kulmination die geringste Höhe mit 3^0 im Mai, während diese im November rund 9^0 beträgt. Der Verlauf des Azimuts ist durch Abb. 7 wiedergegeben. Er bleibt bei der die Bahngeschwindigkeit der Erde so stark überragenden Apexgeschwindigkeit während des Jahres für dieselben Sternzeitstunden nahezu derselbe. Den ihm entsprechenden Verlauf der Streifenverschiebung stellt Abb. 8 dar[2]). Da aber der zehnfache Effekt zu erwarten ist, ist diese Kurve im Verhältnis zu der von Abb. 5 nur im Maßstab 1 : 100 gezeichnet. Wenn man bedenkt, daß seinerzeit Michelson bei seinen sorgfältig angelegten Versuchen hinsichtlich der Feststellbarkeit einer Streifenverschiebung an der Grenze der Meßgenauigkeit angelangt war, wird man nicht fehlgehen, andere Ursachen für die von Miller gefundene Streifenverschiebung zu vermuten. Dies um so mehr, weil, nach den obigen Ausführungen, weder Azimut noch Intensität mit

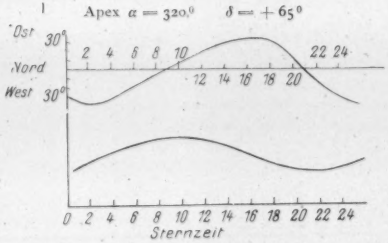


Abb. 7. Azimut berechnet

Abb. 8. Streifenverschiebung berechnet

1) Infolge verkleinerter Wiedergabe sind die obigen Ordinaten mit 1,11 zu multiplizieren, um die besagte Größe zu erhalten.

1) Vielleicht ist diese Mitteilung, worauf mich Herr Prof. Joos freundlich aufmerksam machte, so aufzufassen, daß man keine neuen Beobachtungen gemacht hat, sondern die oben besprochenen ihrer Größe nach als eine Teilwirkung der großen Apexbewegung auffaßt.

2) Man vergleiche hiermit Abb. 3 und 4.

den aus der Annahme eines Ätherwindes abgeleiteten Kurven gleichlaufen. Auf keinen Fall kann daher der Millersche Versuch nach den bisherigen Veröffentlichungen als ein Michelsonversuch mit positiven Ergebnis angesehen werden.

Leipzig, Sternwarte, 21. November 1925.

(Eingegangen 23. November 1925.)

Zum Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre.

Von Franz Běhounek.

Bei meinem fast einjährigen Aufenthalt im Uranpecherzbergbaurevier von St. Joachimstal habe ich mich bei den systematischen Messungen der atmosphärischen Radioaktivität auch mit der Untersuchung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre in dieser Gegend beschäftigt. Die Resultate dieser Messungen, die zu einigen interessanten Schlüssen über die Herkunft der atmosphärischen Radioaktivität geführt haben, sind einer anderen Publikation vorbehalten, hier werden nur einige Resultate, die im Gebiete der durchdringenden Strahlung gewonnen wurden, besprochen. Obwohl diese Messungen noch nicht abgeschlossen sind, scheint es mir jedoch notwendig, nach der letzterschienenen Arbeit des Herrn Hoffmann[1]), wenigstens die Ergebnisse meines Versuches, den Absorptionskoeffizienten der durchdringenden Strahlung in Blei zu ermitteln, hier anzugeben.

Alle Versuche wurden in einem Nebengebäude des staatl. Schachts „Einigkeit" in einer Höhe von 739 m über dem Meeresniveau mit dem Kolhörsterschen Apparat neuester Konstruktion[2]) durchgeführt. Die Empfindlichkeit des Apparates bei einer Kapazität von 1,18 cm und wirksamen Volumen von 4000 cm wurde allerdings nicht allzu groß, da der mindeste Wert der natürlichen Zerstreuung, der in Prag gefunden wurde, immer noch im Durchschnitt 30,5 Volt/Stunde im Freien betrug, was einer Ionisation von etwa 17,5 I im Innern des Apparates entspricht, doch aber konnte man erwarten, daß bei einem mittleren Wert von etwa 2 I[3]) für die unbekannte durchdringende Strahlung der Atmosphäre wenigstens der Größenordnung nach die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten in Blei erfolgen kann. Der Bleipanzer, mit dem der ganze Apparat völlig umhüllt war, wurde aus Bleiplatten von den Dimensionen 40 × 40 cm und Bleiklötzen 25 × 10 cm zusammengelegt; die Dicke der Bleiplatten variierte von 0,5 bis zu 2,0 cm, während die Bleiklötze eine einheitliche Dicke von 5 cm hatten. Im innersten Panzer von 2 cm Dicke wurde eine Beleuchtungsvorrichtung für die Ablesung eingebaut; diese bestand aus einem 4-Voltlämpchen, das mit einem, außerhalb dem Panzer stehenden Trockenelement verbunden wurde. Soweit die Dicke des Panzers die Länge des Mikroskops nicht überstieg, wurde an der vorderen Seite des Panzers eine kleine Öffnung belassen, gerade so groß, daß das Mikroskop hineinpaßte; allerding wurde das Okular des letzteren nach jeder Ablesung mit einem Bleiklotz von derselben Dicke wie der Panzer überdeckt.

Nachdem die Dicke des Panzers die Länge des Mikroskops überstiegen hatte, wurde immer so verfahren, daß nach einer raschen Ablesung die ganze vordere Seite des Panzers mittels eines kleinen Wagens angelegt wurde. Da die Ablesungszeit gegen die ganze Beobachtungszeit sehr klein war (einige Sekunden gegen mindestens eine Stunde) konnte der momentane Mangel an gleichmäßiger Abschirmung des Apparates nicht wesentlich in Betracht kommen.

Alle diese Versuche haben im allgemeinen ergeben, daß die spontane Ionisation im Innern des Apparates praktisch konstant bleibt, sobald die Dicke des Panzers 10 cm Blei erreicht hat.

Die Ergebnisse einer Versuchsreihe sind in nebenstehender Tabelle sowie in der Kurve enthalten.

Die letzten drei Werte für die Ionisation sind immer Mittel von vier Beobachtungen, die immer bis auf 1,2 Proz. miteinander übereinstimmten. Aus der graphischen Kurve ergibt sich die Halbierungsdicke für die äußere Strahlung zu etwa 16 mm, wenn man die Reststrahlung von 15,5 I als Wert der eigenen Aktivität des Apparates annimmt. Dieser Wert von 16 mm stimmt mit der Halbierungsdicke 1,39 cm *Pb* für γ-Strahlen von *RaC* überein. Die Differenz von etwa 2 mm zwischen den beiden Werten kann man wohl dem *Ra*-Gehalt von Blei zuschreiben. Die Absorptionskurve entspricht also vollständig der Absorptionskurve von *RaC*-γ-Strahlung, im Einklang mit den, mit noch weit empfindlicherem Apparate durchgeführten Versuchen des Herrn G. Hoffmann[1]). Wenn man dagegen die Ionisation für die eigene Höhenstrahlung nach Kolhörster[2]) zu 2 I an-

1) Diese Zeitschr. **26**, 669, 1925.

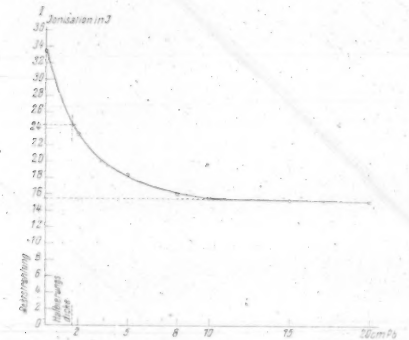
2) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Physik **5**, 107, 1921. Der Apparat wurde von der Firma Günther & Tegetmeyer (Braunschweig) im Jahre 1922 für das staatl. radiologische Institut Prag verfertigt.

3) W. Kolhörster, Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre, S. 59. Probleme der kosmischen Physik, Band V, 1924.

1) loc. cit.

2) loc. cit.

Dicke des Bleipanzers	Ionisation in I
0 cm	33·4
2 „	23·4
5 „	18·4
8 „	16·1
10 „	15·6
15 „	15·5
20 „	15·5



nimmt, sollte nach der graphischen Interpolation aus der Absorptionskurve für Höhenstrahlung ($\mu_{Pb} = 0{,}028$ cm^{-1}, vgl. Hoffmann, loc. cit.) nach der Abschirmung mit 10 cm Blei von dieser Höhenstrahlung noch 76 Proz. d. i. 1,51 I, nach der Abschirmug mit 20 cm Blei noch etwa 57 Proz., d. i. 1,14 I, verbleiben. Die Differenz zwischen den Werten, die für 10-cm-Panzer und 20-cm-Panzer erhalten wurden, sollte also mindestens etwa 0,4 I betragen, also mehr als 2,5 Proz. des in den drei letzten Messungsserien gefundenen Wertes; solche Differenz wurde aber keineswegs gefunden, sondern die Einzelbeobachtungen stimmten, wie schon angeführt, bis auf 1,2 Proz. miteinander.

Daß die sogenannte Höhenstrahlung nicht kosmischen Ursprungs ist, sondern daß sie durch die Strahlung der radioaktiven Induktionen erklärt werden kann, schien mir wahrscheinlich, schon seitdem Thibaud[1]) die kurzwellige *RaC*-γ-Strahlung analysiert hat. Nach seinen Ergebnissen soll sich die Strahlung von *RaC* aus vier Strahlentypen von den Wellenlängen:

$$\lambda_1 = 0{,}0205,\ \lambda_2 = 0{,}0110,\ \lambda_3 = 0{,}0100,$$
$$\lambda_4 = 0{,}00704\ \text{Å-Einheiten}$$

zusammensetzen. Wenn man nach der Ahmad-Stonerschen[2]) Gleichung für den scheinbaren Absorptionskoeffizienten

$$\mu = \frac{\varrho \cdot N}{A} \cdot (1{,}92 \cdot 10^{-25} Z - 2{,}29 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^3 Z^4),$$

wo ϱ = Dichte des absorbierenden Mediums,
Z = Ordnungszahl des absorbierenden Mediums,
A = Atomgewicht des absorbierenden Mediums,
N = Avogadros Konstante

den wahren Absorptionskoeffizienten, der durch das zweite Glied der Parenthese ausgedrückt ist, für Blei errechnet, so bekommt man für die verschiedenen angegebenen Wellenlängen in cm^{-1}:

$$\mu_1 = 0{,}295,\ \mu_2 = 0{,}0455,\ \mu_3 = 0{,}0342,$$
$$\mu_4 = 0{,}0119.$$

Schon der zweite Absorptionskoeffizient ist also ungefähr zehnmal kleiner als der gewöhnlich für *RaC*-γ-Strahlung angegebene und müßte, in die Formel[1]) für die Wirkung der radioaktiven Stoffe der Atmosphäre, nämlich

$$N = 2\pi K \frac{\varrho}{\mu}$$

(N = die gesamte ionisierende Wirkung, K = Evesche Zahl, ϱ = Gehalt eines Kubikzentimeters an radioaktiven Stoffen in Gramm ausdrückt), eingesetzt, zehnmal größeren Wert für N ergeben.

Allerdings ist hier mit dem wahren Absorptionskoeffizienten und für Blei gerechnet, in der Praxis ist dieser Koeffizient von dem scheinbaren Koeffizienten, der durch Streuung gegeben ist (erstes Glied der Parenthese), weit überdeckt; es liegen also viel kompliziertere Verhältnisse vor, die sich weiteren theoretischen Überlegungen bis jetzt vollständig entziehen.

Die Streuung der Strahlen, die durch das erste Glied der Parenthese ausgedrückt ist, bewirkt es auch, daß der scheinbare Absorptionskoeffizient der γ-Strahlung von *RaC*, nach dieser Gleichung für die vier Wellenlängen berechnet, nur Werte zwischen

$$\mu_1 = 0{,}796 \text{ und } \mu_4 = 0{,}532 \text{ cm}^{-1}$$

ergibt.

Es besteht also keine Hoffnung — die wenigstens annähernde allgemeine Gültigkeit der Ahmad-Stonerschen Formel vorausgesetzt —, daß durch direkte Messung des Absorptionsvorgangs bei γ-Strahlen von Radiumpräparaten ohne besondere Einrichtung niedrigere Werte für den Absorptionskoeffizienten erhalten werden können als bisher. Die abweichenden Resultate einiger Autoren, unter anderem auch des Herrn Hoffmann, sind wohl nur auf

1) Thibaud, C. R. **179**, 167, 1924.
2) Ahmad-Stoner, Proc. Roy. Soc. **106**, 17, 1924.

1) Kolhörster, loc. cit. S. 37.

Fehler der Meßanordnung zurückzuführen. Allerdings aber sind alle Versuche, durch die Wasser- oder Eisabschirmung den Absorptionskoeffizienten der durchdringenden Höhenstrahlung der Atmosphäre zu ermitteln aus den von Herrn Hoffmann angegebenen Gründen, ganz verfehlt und die Bleiabsorptionsversuche sind als viel maßgebendere zu betrachten. Ihre Ergebnisse weisen auf den gewöhnlichen Ursprung der Höhenstrahlung, nämlich auf die γ-Strahlen von den radioaktiven Induktionen hin.

Es wäre von größtem Interesse, wenn die Abschirmungsversuche mit einem so empfindlichen Instrumente, wie es das des Herrn Hoffmann ist, in großen Höhen, wo nach Heß und Kolhörster[1]) die Ionisationsstärke besonders ansteigen soll, durchgeführt werden möchten.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß schon Brown[2]) seinerzeit darauf hingewiesen hat, daß der Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung in der Strahlung der radioaktiven Induktionen gesucht werden kann.

1) Literatur siehe Kolhörster, loc. cit.
2) Physical Review **24**, 207, 1924.

Prag, Staatliches Radiologisches Institut, 17. November 1925.

(Eingegangen 19. November 1925.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES III. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN DANZIG VOM 10.—16. SEPTEMBER 1925.

H. Seemann (Freiburg i. Br.), Ein Röntgenspektrograph mit absoluter Nullpunktsbestimmung ohne Teilkreis. In der Sitzung gekürzt vorgetragen.

Der Nullpunkt des Röntgenspektrums im Spektrometer liegt im Horizont der reflektierenden Kristalloberfläche oder bei Spektralmethoden für durchfallende Strahlung (Da Andrade-Rutherford, Friedrich-Seemann [Fig. 7], Siegbahn) in derjenigen Ebene der reflektierenden Strukturfläche, die durch den Spalt des Spektrometers hindurchläuft. Bei den Methoden mit Oberflächenreflexion (Bragg [Fig. 1], Seemann Schneidenmethode [Fig. 4] und Lochkameramethode, Fig. 6) wäre es möglich, den Horizont der reflektierenden Fläche auf optischem Wege zu finden, wenn man völlig stufenfreie Spaltflächen von fehlerlos gewachsenen Kristallen zur Verfügung hätte. Es ist denkbar, von Gips, Glimmer und Kalkspat derartige Flächen zu erhalten und sie in der bekannten Weise mittels Fernrohren und Fadenkreuzokularen im Spektrometer so zu justieren, daß ihre Ebene einerseits durch den Spalt und andererseits durch den gegebenen oder zu wählenden Ort des Nullpunktes im Spektrometer hindurchläuft. Man wäre dann imstande, jede einzelne Spektralaufnahme von der auf diese Weise justierten Nullstellung des Kristalles aus durch Schwenkwinkelmessung (Braggs Ionisationsspektrometer) oder Abstandsmessung (alle anderen Methoden) auszuwerten. Abgesehen von der Seltenheit solcher Kristallflächen stößt aber die Anbringung und die Bewegungsfreiheit von Fernrohren an Röntgenspektrometern auf so große Schwierigkeiten, daß man von Anfang an die Nullpunktsbestimmung durch Aufnahmen von zwei spiegelbildlich zur Symmetrieachse des Spektrometers liegende Spektralaufnahmen ausgeführt hat, deren Nullpunkte bei den Braggmethoden zusammenfallen.

Der Bragg-Spektrograph.

Das bei Bragg-Spektrographen allgemein benutzte Verfahren zur absoluten Wellenlängenmessung einzelner Spektrallinien ist aus Fig. 1 ersichtlich. Die durch den Spalt S in die kreisförmige Bragg-Kamera eintretenden Strahlen fokussieren die unter dem Glanzwinkel α vom Kristall reflektierten Strahlen nach den Peripheriepunkten M und N, wenn die Kristallfläche zwischen den Stellungen K_1K_2 und K_3K_4 um die Winkelbereiche δ_1 und δ_2 geschwenkt wird. Einer genauen Winkeleinstellung der Kristallfläche K gegen den Zentralstrahl SO bedarf es also nicht, so daß eine ganz rohe Kreisteilung am Schwenkmechanismus ausreichend wäre.

Der Bogen $MN = \text{arc}\, 4\alpha$ ist demnach die gesuchte Größe. Wenn man die bei M und N tangierenden photographischen Platten durch ein vom Spektrometer abnehmbares festes Gerüst unverrückbar miteinander verbände und sie an diesem Gerüst entwickelte, wäre es möglich, die Sehne MN mittels Komparator oder Teilmaschine zu messen und auf diese Weise eine feine Kreisteilung am Spektrographen zu sparen. Die Genauigkeit des Verfahrens hängt jedoch sehr von der Größe des Winkels α ab und von der Genauigkeit, mit der man die beiden Platten an zwei vorgegebene Punkte des Kreises CO anbringt.

Die Korrekturrechnungen zur Reduktion der Plattenebene auf den Kreisbogen wären lästig. Filmstreifen zu benutzen brächte Ungenauigkeit durch Kontraktion und Durchbiegung mit sich. Vor allem aber wäre eine nachträgliche Präzisionsmessung der Platten oder Filme nach ihrer Entfernung vom Halter nicht mehr möglich. Da dieselbe erfahrungsgemäß sehr oft vorkommt, müßte man versuchen, die Platten etwa an Stahlbändern zu befestigen und sie mit diesen zusammen aufzubewahren, um sie zwecks nochmaliger Ausmessung wieder an das kreisbogenförmige Gerüst anzuklemmen.

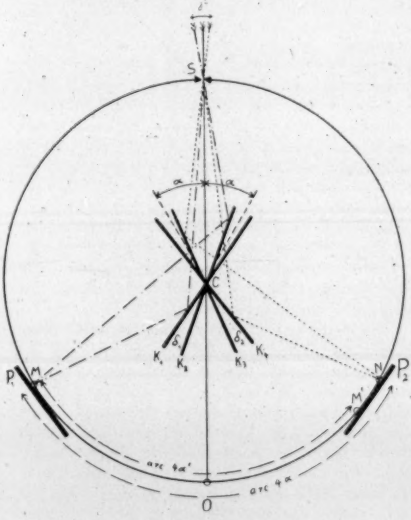


Fig. 1.

Alle diese Schwierigkeiten werden bei Aufnahmen kleiner Spektralbereiche vermieden, wenn man die beiden spiegelbildlichen Spektren auf eine einzige Platte aufnimmt, die man von der Stellung P_1 in die Stellung P_2 bringt und den zurückgelegten Bogenweg an einer Kreisteilung abliest. Hierbei genügt es, den gesuchten Bogen angenähert zu kennen, was ja so gut wie immer der Fall ist. Man schwenkt die Platte, nachdem man die Aufnahme in Stellung P_1 gemacht hat, um den mutmaßlichen Wert $4\alpha'$ und macht in dieser Stellung P_2 eine zweite Aufnahme. Die Spektrallinie des Glanzwinkels α erscheint dann bei N auf der Platte, während ihr vorher aufgenommenes Spiegelbild bei M' liegt. Der Abstand $M'N$ ist dann arc $4\,(\alpha - \alpha')$. Er wird mit Komparator oder Teilmaschine gemessen und liefert mit dem mit der Kreisteilung des Spektrometers gemessenen $\sphericalangle\ \alpha'$ den Wert von α.

Wie man schon auf der Zeichnung sieht, ist für Präzisionsmessungen eine Korrektur durch Reduktion der Tangente auf den Bogen bei sehr kleinen Abständen $M'N$ nicht nötig, wenn P den Kreis CO genau tangiert. Diese Berührung einzustellen ist aber nicht einfach, da der durch CS gegebene Radius schwer meßbar ist. Man kann besonders bei Bragg-Siegbahnschem Vakuumspektrographen mit dem Mikroskop des Komparators oder dem Fernrohr des Kathetometers die Schneiden des Spaltes S nicht anvisieren. Auch die Markierung der Drehachse in der Höhe der Kristallflächenmitte erfordert feine Zentrierungsmechanismen. Noch schwieriger ist die Aufsuchung des Punktes, an dem die Platte in ihrem festen Rahmen den Kreis tangieren soll. Auch hier muß der Rahmen eine mikrometrische Feinverstellung besitzen, die die Platte sehr genau parallel der Drehachse der Kreisteilung hält und verschiebt, wenn man es nicht vorzieht, dem Spalt diese radiale Schlittenführung zu geben. Auch an die Plattenoberfläche kann man mit Mikroskop oder Fernrohr nicht ohne weiteres heran.

Wenn man mit Maßstäben, mögen sie noch so fein geteilt sein, oder mit eigens konstruierten Stabmikrometern an diese Abstandsmessungen herangehen wollte, würde man unmöglich eine Genauigkeit der gesamten Spektralmessung erreichen können, die die Genauigkeit einer großen Präzisionskreisteilung auch nur der Größenordnung nach erreichte.

Die Hauptfehlerquelle der Braggschen fokussierenden Methode liegt aber in der Fokussierung selbst. Sie kann nur dann genau fokussieren, wenn die Kristalloberfläche so genau plan ist wie eine gut geschliffene Glasplatte, wie Verf. ausführlich gezeigt hat (1). Fig. 2 zeigt dies für den günstigsten Fall einer treppenförmigen Spaltfläche eines fehlerlos gewachsenen unverbogenen Kristalls. Die richtig zentrierte Kristallfläche K_2B würde, wenn sie über die ganze Oberfläche des Kristalls angespalten wäre, die beiden Strahlen 1 und 2 nach ihren wahren Orten M und N fokussieren, wie die gestrichelten Linien zeigen. Die vorspringende Stufe von K fokussiert jedoch tatsächlich nach M' und N'. Die Abstände MM' und NN' sind bei kleinen Reflexionswinkeln im Mittel doppelt so groß als die Höhe der Stufe.

Weit schlimmer wirken Knicke der Kristallfläche schief zur Richtung K_1C und um so mehr, je weiter von der Drehachse C sie an den Enden des Kristalles liegen. Auch Abschleifen würde hieran nichts ändern, selbst wenn es nicht

zur Zerstörung der Struktur der obersten Kristallschicht führte. Dasselbe gilt für Krümmungen (vgl. 1).

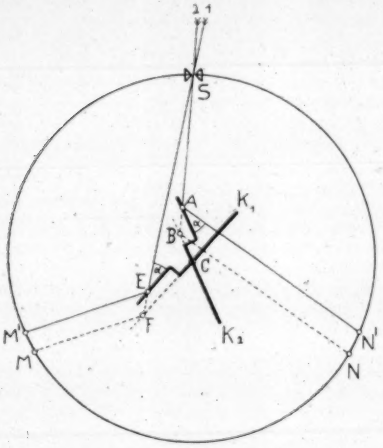


Fig. 2.

Wie man hieraus ersieht, ist die Fokussierung keineswegs ein Allheilmittel zur Elimination von Kristallfehlern, wohl aber zur unkontrollierbaren Vertuschung von Meßfehlern. Ein Bragg-Spektrogramm ist „geschmeichelt". Richtig ist es nur dann, wenn es mit einem Kristall aufgenommen wurde, der ohne Fokussierung, also feststehend, ein gutes Bild liefert. Nur Kratzer und kleine Unregelmäßigkeiten, die einen kleinen Teil der Gesamtfläche bilden, verschwinden durch die Fokussierung ebenso wie die Kratzer einer Linse. Sie erscheinen aber als Schleier wieder und stören bei quantitativer Ausmessung dennoch.

Der Grundsatz, daß man auch bei Röntgenspektralanalyse nur mit dem besten Analysator das beste erreichen kann, wird also durch Fokussierung nicht umgangen. Ganz besonders schwierig wird die Beschaffung guter Kristalle bei der Fokussierung unter kleinen Reflexionswinkeln, also bei harten Strahlen oder großen Gitterkonstanten oder beiden, wenn kein Verlust an Lichtstärke eintreten soll. Dann muß nämlich der Kristall, wie Verf. früher zeigte (2) enorm lang sein, um das zur Fokussierung bei größeren Reflexionswinkeln notwendige divergente Strahlenbündel voll auszunutzen. Da so große Kristalle von der erforderlichen Güte nicht existieren, bleibt zur Vermeidung von Lichtstärkeverlusten, die bei stundenlangen Expositionen sehr ins Gewicht fallen, nur übrig, das einfallende Strahlenbündel fast streifend von dem zum Spalt parallelen Antikathodenspiegel in den Spalt gelangen zu lassen oder unter Verzicht auf hohe Wattbelastung der Röhre einen kleinen Brennfleck zu benutzen. Letzterer Ausweg kommt bei Emissionsanalyse leicht verstäubender Stoffe gar nicht in Frage, ersterer bringt immer Absorptionsverluste mit sich.

Die Verkleinerung der Divergenz des einfallenden Bündels hat außerdem den großen Nachteil, die Empfindlichkeit der Zentrierung des Bündels auf die Drehachse zu erhöhen. Die volle Ausnutzung des Strahlenbündels in jeder Stellung des Kristalls ist für quantitative Messungen im Spektrum unerläßliche Voraussetzung, desgleichen ist ein möglichst wenig streifender Austritt der Strahlung von der Antikathode oft wichtig, um die Unstetigkeit durch Selbstabsorption herabzusetzen. Da andererseits bei Messung der K-Serie der schweren Elemente selbst bei den Kristallen kleinster Gitterkonstante Reflexionswinkel bis herab zu $1{,}5^0$ und bei Minimumwellenlängenmessungen sogar bis $0{,}5^0$ vorkommen, muß bei der fokussierenden Methode in diesem Gebiet eine starke Abblendung des Bündels erfolgen, die im ungünstigsten Falle nur wenige Prozent der durch den Spalt gelangenden Strahlung beträgt.

Es wäre ein Irrtum zu glauben, daß diese Frage der Lichtstärke des Spektrographen bei den an modernen Pumpen betriebenen Röntgenröhren und leistungsfähigen Hochspannungsanlagen von untergeordneter Bedeutung seien. Die große Zahl der in der Literatur angegebenen Röhren bieten mit Ausnahme der Philips-Chromstahlröhre nach Bouwers (3) so viele Kittungen in nächster Nähe des Entladungsraumes, daß sie sich nicht vor der Belastung hoch erhitzen lassen, um den Gasbelag auszutreiben. Sie gasen daher zu stark und sind meistens viel zu eng, um die austretenden Gasmengen schnell genug zu beseitigen. Besonders bei der Emissionsanalyse ist die Heizbarkeit der Antikathode ohne elektrisches Feld unumgänglich für hohe Kathodenstrahldichte.

Für die Messung harter Strahlen mit lichtstarken (leichten) Kristallen hoher Auflösung kommt der Bragg-Spektrograph aber schon deshalb nicht in Frage, weil er den grundsätzlichen Fehler hat, die Dicke der reflektierenden Oberflächenschicht als abgetönten Saum an der kurzwelligen Seite neben die Spektrallinien zu projizieren, und zwar mit steigendem Reflexionswinkel für ein und dieselbe Wellenlänge in wachsendem Maße bis zu einem Maximum bei etwa 45^0, wie Fig. 3 zeigt. Der in der Stellung K_1 befindliche Kristall reflektiert an seiner

Oberfläche bei E die I. Ordnung einer Spektrallinie, die bei N auf der Platte erscheint, desgleichen in der Stellung K_2 die IV. Ordnung derselben Linie, die von A aus nach M reflektiert wird. Wenn der Kristall für die Wellenlänge sehr durchlässig ist, gelangen auch die in großer Tiefe des Kristalls abgebeugten Strahlen noch in merklicher Stärke aus dem Kristall heraus. Für die Tiefe, aus der heraus diese (z. B. bis auf 10 Proz. geschwächte) Reflexion noch stattfindet, ist nicht der vertikale Abstand von der Oberfläche maßgebend, sondern die im

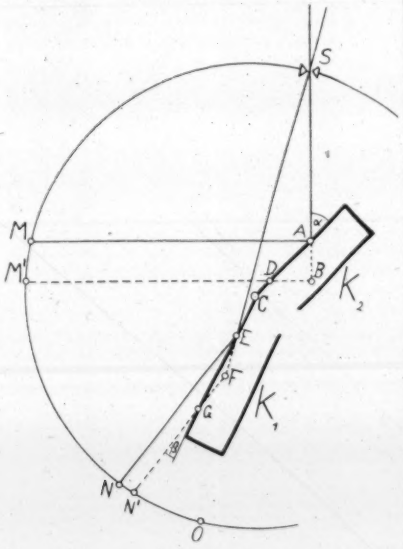


Fig. 3.

Kristall zurückgelegte Absorptionsweglänge. Die auf den gleichen Bruchteil des an der Oberfläche reflektierten Strahls geschwächten Strahlen aus den tieferen Schichten haben daher von ihrer Beugungsstelle bis zur Austrittsstelle immer gleich lange Wege zurückgelegt. In der Figur ist für diesen Fall $BD = FG$ wenn der Strahl DM' den gleichen Bruchteil der Intensität von AM besitzt wie GN' von EN.

Wie man ohne weitere Erläuterung sieht, wird die unter 45° reflektierte Spektrallinie IV. Ordnung bei M aus rein geometrischen Gründen um ein Vielfaches mehr nach M' verbreitert als ihre I. Ordnung bei N nach N', eine bei Spektroskopie mit kurzwelligen Linien wohlbekannte Erscheinung, die schon oft zur Entdeckung von auffallenden Pseudoeffekten geführt hat. Sie ist auch bei Mo-K-Linien und Steinsalz noch sehr schön reproduzierbar. Ein großer Teil der sogen. Präzisionsmessungen von Spektrallinien sind mit diesem Fehler der Bragg-Methode, der die Wellenlänge zu klein erscheinen läßt, behaftet.

Verfasser hat 1917 (4) diese Wirkung der „wirksamen Schicht" für Pt—L-Linien bei Zucker sogar in der Reproduktion der Spektrogramme deutlich vorführen können und eingehend behandelt. Auch die starke Zunahme des Effektes mit höheren Ordnungen tritt auf der dortigen Abbildung klar hervor. Kürzlich hat A. P. Weber (5) derartige Linienverbreiterung auch photometriert. Die Kurven zeigen eine überraschend große Zunahme der Verbreiterung schon in II. Ordnung. Er unterzieht von diesem Gesichtspunkt aus die Präzisionsmessungen von Siegbahn und anderen im Vergleich mit den mit Schneidenspektrograph ausgeführten eigenen Präzisionsmessungen einer Kritik mit dem Resultat, daß auch die neueste und beste Siegbahnsche Messung von Cu—Ka_1 infolge dieses systematischen Fehlers der Bragg-Methode getrübt sei.

Endlich sei noch auf eine technische Schwierigkeit der fokussierenden Spektrographen, insbesondere solcher für Vakuumbetrieb, hingewiesen. Es ist kaum möglich, wenigstens bei letzteren, den Radius des Fokuskreises zu ändern. Alle orientierenden Aufnahmen müssen daher entweder mit einem besonderen kleinen Spektrographen aufgenommen werden oder die großen Expositionszeiten sind mit in Kauf zu nehmen.

Die Schneidenmethode.

Es sollen nun die Methoden beschrieben werden, die alle obigen Schwierigkeiten vermeiden, ohne neue hinzuzufügen. Zunächst die Schneidenmethode. Sie ist seit 9 Jahren bekannt (6), hat aber so gut wie garkeine Beachtung gefunden, weil ihr der Vorwurf gemacht wurde, daß sie den Nullpunkt nicht genau festzustellen gestattete. Erst in allerjüngster Zeit wurde sie von Mark und Szilard (7), Kulenkampff (8) und mit besonderer Sorgfalt von A. P. Weber (9) zum Nachweis der Nichtexistenz der Clark-Duaneschen Sekundärspektren bei Verwendung fehlerloser Kristalle benutzt. Schon 1921 hatten W. Vogel (10) und A. P. Weber (11) gezeigt, daß man durch Schwenkung des Kristalls um 180° um eine horizontale Achse das ganze zu messende Spektrum zweimal auf dieselbe Platte bringen könne, ohne die Platte zu bewegen und so ohne Kreisteilung für das ganze Spektrum ein Mittelungsverfahren zur Anwendung zu

bringen, wie es im Prinzip bei der Bragg-Methode benutzt wird. Während bei letzterer die Wellenlängenskalen der beiden Aufnahmen in entgegengesetzter Richtung verlaufen, und nur in nächster Nähe einer einzelnen vorgegebenen Linie koinzidieren, laufen sie in erster parallel und nur um einen möglichst kleinen Betrag gegeneinander versetzt. Vogel schwenkt Kristall samt Schneide um eine vertikale Achse und mißt die 180°-Drehung mit Fernrohr und Spiegel genau. Er erhält auf einer großen Platte zwei spiegelbildliche Spektren, deren wahre Nullpunkte einen kleinen Abstand voneinander haben, der sich aus der Exzentrizität der Schneide und der Kristalloberfläche gegen die Drehachse ergibt. Von der Genauigkeit dieser Exzentrizitätsmessung, die mit Teilmaschine oder Komparator ausgeführt wird, hängt die Genauigkeit der ganzen Messung in der Hauptsache ab.

Weber schwenkt den Kristall allein um eine horizontale zur Platte parallele Achse, die den Spalt senkrecht schneidet, um 180° und erhält zwei sich um so genauer deckende Spektren, je genauer die reflektierende Kristallfläche senkrecht zu dieser Drehachse sitzt. Er nennt die durch die Schneidenkante senkrecht zur Drehachse laufende Ebene, die durch die Mitte zwischen den wahren Nullpunkten der beiden Spektren hindurchläuft, wohl definiert, ohne jedoch anzugeben, wie sie aufgesucht wird.

Beide Verfahren erfordern einen Apparat mit sehr exakten Drehachsen, besonders bei Weber. Letztere muß nicht nur sehr genau zentrisch laufen, sondern darf auch in der Längsachse nicht verschiebbar sein, erfordert dafür aber keine Genauigkeit der 180°-Drehung, also kein Fernrohr. Lang (12) und Weber (5) haben im Bonner Physikalischen Institut einen Schneidenspektrographen benutzt, der sowohl für die Kristallschwenkung nach Vogel als auch für die nach Weber eingerichtet ist. Wie sein Photogramm und das von Weber (5) zeigt, steht dieses Präzisionsinstrument jedenfalls an Kompliziertheit einem Bragg-Spektrographen wenig nach. Es ist nur die große Teilung überflüssig gemacht, die ja allerdings das teuerste an letzterem ist.

Es wird in folgendem ein Spektrograph beschrieben, der unter Benutzung der Weberschen 180°-Schwenkung um eine horizontale senkrecht zum Nullstrahl liegende Achse die Fixierung des Nullpunkts auf der photographischen Platte (bzw. dessen Aufsuchung mittels Ionisationskammer) mit denkbar größter Einfachheit, Sicherheit und Genauigkeit gestattet und zwar nicht nur für die Schneidenmethode wie bei Weber und Lang, sondern auch für die Lochkamera und Fenstermethode an derselben Kamera. Fig. 4 zeigt die Kamera $MOEH$ von oben im Schnitt. S ist die mittels Mikrometer W verstellbare Schneide, P die photographische Platte und K der Kristall. K ist auf einer Platte aufgekittet, die mittels Mikrometer V gegen die Schneide S bewegt werden kann. Das System KV sitzt an dem brückenförmigen prismatischen Körper F, der mit seinen Fußflächen m und n gegen die vertikale plan geschliffene Fläche MO gedrückt werden kann, sowohl in der Stellung der Figur als

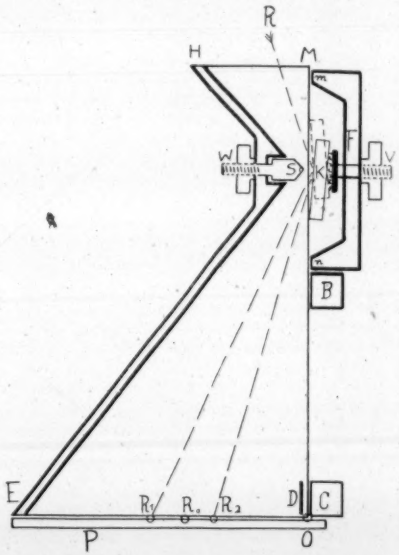


Fig. 4.

auch nach Drehung um 180° (wie bei Weber) durch Vertauschung von m und n. Die praktisch nie genau in die Ebene MO justierte Kristallspaltfläche entwirft eine Spektrallinie, die in beiden Stellungen durch je eine Exposition auf dieselbe unverrückt gelassene Platte aufgenommen wurde, einmal bei R_1 und einmal bei R_2. Der Kristall ist in der einen Stellung ausgezogen gezeichnet und in der andern gestrichelt. Er bleibt während des ganzen Verfahrens fest an F sitzen.

Der wahre Abstand der Spektrallinie vom Nullpunkt ist gegeben durch den mittleren Abstand von R_1 und R_2 von O, also durch

$$R_0O = {}^1/_2\,(R_1O + R_2O),$$

wenn R_1 und R_2 sehr nahe nebeneinander liegen, oder noch besser, wenn das eine Spektrum auf die obere Hälfte von P und das andere

auf die untere entworfen wird unter Benutzung von Halbierungsblenden. Die 180°-Schwenkung ist demnach hier ohne Benützung einer Welle[1]) mit einer Genauigkeit und Einfachheit möglich, die nur durch schlechten Planschliff der Berührungsflächen m und n beeinträchtigt werden könnte.

Es handelt sich nun noch um die Markierung des Punktes O auf der Platte, der sehr genau in der durch die Anschlagflächen m und n liegen muß. Hierfür sind zwei Wege möglich. Der erste besteht darin, die Schneide S so nahe an die Ebene MO heranzustellen, daß nur ein äußerst schmales Strahlenbündel längs MO auf die Platte gelangen kann. Dann stellt dessen Projektion mit hoher Genauigkeit unmittelbar die Nullinie dar. Die Expositionsdauer solcher Nullstrahlaufnahmen ist aber recht erheblich und außerdem muß bei nicht sehr weichen Strahlen eine besondere möglichst stumpfwinklige Schneide oder gar ein flacher Klotz an die Stelle von S gebracht werden, um die Durchlässigkeit der Schneide mit Sicherheit ganz auszuschalten. Eine Durchlässigkeit der Flächen m und n ist bei genügender Breite nicht zu befürchten. Bleiglas, eventuell von 80 Proz. Bleigehalt, oder Wolfram ist hier das geeignetste Material. Die seit 1919 mit den Schneiden- und Lochkameraspektrographen[2]) im Handel befindlichen Körper F der Fig. 4 bestehen aus 60 Proz. Bleiglas mit Einsätzen aus Blei-Wismut bei m und n. Sie ermöglichen nicht nur die beschriebene Nullpunktsmarkierung, sondern werden seit 1919 bei der Fabrikation zur Justierung benutzt. Um ein dauernd genaues Anliegen von m und n an die Anschlagfläche des Spektrographen zu ermöglichen, besteht der ganze Teil links von m und n, der sogen. Kopf, aus Bleiglas (13).

Für die Präzisionsausführung sowohl der Nullpunktsfixierung auf der Platte als auch der 180°-Schwenkung müssen diese Kristallbrücken jedoch in ganz besonderer Lage an die Anschlagfläche MO gedrückt werden, nämlich so, daß die äußeren Kanten M und N der Kristallbrücke F von der Schneide S gleich weit entfernt sind, wie in Fig. 4 und schematisch nochmals Fig. 5 zeigt. In Fig. 5 ist nur die Schneide S, der Kristallhalter F und die Platte P dargestellt. Der Punkt K bedeutet die reflektierende Kristalloberfläche gegenüber S. Er liege genau in der Verbindungslinie MN. Der Abstand S—K ist demnach die Spaltweite. Das von der Strahlenquelle ausgehende Strahlenbündel A projiziert sich durch das Dreieck

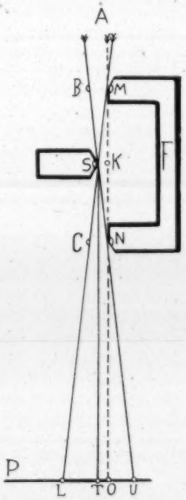


Fig. 5.

SMN hindurch unsymmetrisch zu MNO, aber symmetrisch zum Lot ST, das parallel MN läuft. TO erscheint daher als Kernschatten des Dreieckes MNS. Dieser Kernschatten ist die wahre Nullinie des Spektrums. Von seiner Mittellinie aus bis zu den Mittellinien der Spektrallinien sind die spektralen Abstände zu messen. Man kann diese Mitte zwischen T und O durch Photometrieren finden. Sie bildet bei sehr

1) Auf Anfrage teilte Herr Weber mit, daß die Lagerung des als Welle dienenden ringförmigen Kristallhalters aus Metall in einer ringförmigen schmalen Nute besteht, die in den Kamerakörper um die Schneide herum eingedreht ist. Die ebenen Flächen dieser Nute und ihrer Umgebung ebenso wie die des widergleichen Falzes des Kristallhalters liegen mehrere Millimeter links parallel der Ebene MO (Fig. 4 der vorliegenden Arbeit). Sie können daher nicht zur Ausblendung des absoluten Nullpunktes verwendet werden. Die prismatische Quernute des Weberschen Kristallhalters könnte vielleicht hierfür ausgebildet werden. Verf. hält es aber für technisch fast unmöglich, den Boden dieser Nute auf 1 Sekunde genau parallel den ebenen Stirnflächen des Kristallhalters zu schleifen (von Fräsen kann keine Rede sein). Absolute Nullpunktsbestimmungen wurden auch von Weber und Lang nicht gemacht. Auch stößt die Befestigung von sehr großen oder sehr kleinen Kristallen und Kristallnadeln in dem Weberschen Kristallhalter auf Platz- und Befestigungsschwierigkeiten. Für die Lochkamera und Fenstermethode ist der Webersche Kristallhalter kaum verwendbar und auch nicht benutzt worden. Es müßte für ihn eine besondere Ringnute eingeritzt oder eingedreht werden. Die Ringnuten und Falze bringen es mit sich, daß die sehr wichtige Beseitigung von Staub zwischen ihren ebenen Berührungsflächen sehr erschwert wird. Eine Herstellung des Weberschen Kristallhalters und der Ringnuten aus Glas dürfte kaum möglich sein.

2) In der Diskussion vorgeführt und ausgestellt auf dem 86. Naturforschertag in Nauheim 1920.

engem Spalt den Scheitelpunkt der Schwärzungskurve von $LTOU$. Man kann die Mitte von TO aber auch bei weiterem Spalt dadurch finden, daß man die Halbschattengrenzen L und U photometriert, die ganz außerordentlich scharf sind, und von der Mitte T aus die halbe Spaltweite SK nach rechts abträgt. Die Schwärzung bei L ist ebenso groß wie bei U, steigt jedoch von L nach T langsamer an als von U nach O. T und O haben wieder gleiche Schwärzung, so daß man die Mitte von TO auch graphisch aus der Schwärzungskurve ermitteln kann. Die Ungleichmäßigkeiten der Flächenhelligkeit des Brennfleckes werden durch Schwenkung der Kamera während der Aufnahme eliminiert.

Die beschriebenen Verfahren zur direkten Nullpunktsbestimmung auf der photographischen Platte erfordern außer dem sehr genauen Anliegen von F an der Kamera noch eine erhebliche Genauigkeit der Lage von S in der Mitte zwischen M und N. Das Dreieck MSN muß gleichschenklig sein. Auch diese Bedingung läßt sich praktisch leicht erfüllen, indem man den Klotz B in Fig. 4 so anbringt, daß sein Abstand von S halb so groß ist wie die Länge von F, und F längs MO bis zum Anschlag mit ihm verschiebt.

Diese Anschlagvorrichtung erfüllt gleichzeitig auch den Zweck zu gewährleisten, daß nach der 180°-Schwenkung von F genau dasselbe Flächenstückchen von K gegenüber S steht und an der Reflexion beteiligt ist. Es ist hierbei zu beachten, daß dieser reflektierende Flächenstreifen proportional dem Abstand Schneide-Kristall und proportional der Tangente des Glanzwinkels breiter wird. In der Mehrzahl der praktischen Fälle ist eine Kristallfläche von der Länge des Spaltes und 0,1—2 mm Breite genügend, um die maximale Lichtstärke der Reflexion zu erreichen. Alle vom Brennfleck nach diesem kleinen reflektierenden Streifen geometrisch möglichen Strahlen sind an der Reflexion beteiligt, da Hilfsblenden weder erforderlich noch wünschenswert sind. Das Einstellen der Kamera, die um eine vertikale Achse bei S oder an anderer Stelle schwenkbar ist, auf einen vorgegebenen Glanzwinkel erfordert um so weniger Genauigkeit, je breiter der Brennfleck ist. Man kann durch genügende Annäherung von S und K an einen großen Brennfleck, z. B. bei Metallröntgenröhren, einen Einfallswinkelbereich von 20° leicht erreichen, so daß die Einstellung auf eine bestimmte Linie ganz roh nach Augenmaß erfolgen kann. Die Flächenhelligkeit des Spektrums nimmt allerdings dann proportional der Brennfleckverbreiterung ab. Man kann sie aber dadurch wieder weitgehend kompensieren, daß man die Flächenbelastung der Antikathode mit Kathodenstrahlenergie erhöht, denn diese kann bei guter Kühlung auf fast denselben Maximalwert gebracht werden, als wenn der Brennfleck klein ist. Nur dauernd stark gasende Substanzen auf der Antikathode können diese Regulierung unmöglich machen.

Wie oben schon gezeigt, besitzt die fokussierende Bragg-Methode alle diese Vorteile bei Verwendung eines kleinen Kristalles nicht.

Es ist noch nachzutragen, in welcher Weise sich die Lage des Projektionsbildes $LTOU$ der Fig. 5 verschiebt, wenn das Dreieck MSN nicht gleichschenklig ist. Wenn F um den Betrag von d nach M zu verschoben wird, so rückt die Mitte T von LU nach O hin, ohne daß der Kernschatten TO sich mitbewegt. Die Schwärzungskurve des letzteren wird dadurch etwas unsymmetrisch, so daß ihr Maximum sich etwas verschiebt. Der Winkel φ, um den sich die Halbschattensäume L und M nach rechts bewegen, ist nach Fig. 5 durch die Gleichung gegeben:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{4 \cdot SK \cdot d}{MN^2},$$

wenn d klein gegen MN.

Dies ergibt $\varphi = 2''$, wenn $SK = 0{,}1$ mm, $d = 0{,}1$ mm und $MN = 65$ mm.

Die Verschiebung des Schwärzungsmaximums bzw. die Unsymmetrie der Schwärzungskurve des Kernschattens ist jedoch nur ein kleiner Teil dieses Betrages, so daß die Nullpunktsbestimmung aus dem Kernschatten genauer ist als die aus den Halbschattensäumen. Die Unsymmetrie von MSN ist daher von geringem Einfluß auf die Kernschattenmessung.

Alle Schwierigkeiten der Schattenmessung lassen sich umgehen, wenn man die Anschlagfläche MO (Fig. 4) der ganzen Länge nach plan schleift, den geschliffenen Klotz C bei O gegen MO preßt und die Platte D in festem Abstand von C anbringt oder verstellbar gleich dem jeweiligen Abstand von S bis MO. In letzterem Falle ist die Mitte des Schattens des Spaltes DC auf der Platte der Nullpunkt der Spektrallinien, die mit dieser Spaltweite aufgenommen wurden. In ersterem Falle hat die Mitte des Spaltbildes von CD vom wahren Nullpunkt den halben Abstand der Differenz der Spaltweite CD und des Abstandes zwischen S und MO.

Die außerordentliche Einfachheit und Genauigkeit des Verfahrens liegt auf der Hand. Die technische Ausführung eines sehr langen Planschliffes von höchster Genauigkeit ist jedoch

so teuer[1]), daß der Vorteil der Billigkeit des Schneidenspektrographen gegenüber einem Bragg-Spektrographen gleicher Größe bzw. optischer Länge unter Umständen ausgeglichen wird, zumal die ganze Kamera der Fig. 4 dann aus Bleiglas angefertigt werden muß. Die erreichbare Meßgenauigkeit dürfte aber zweifelsohne bei Planschliff um eine Größenordnung höher liegen als bei Kreisteilungen. Man kann die Verlängerung des Präzisionsschliffes über das Flächenstück bis NB hinaus jedoch ersetzen durch eine einmalige Korrektionsmessung der Abweichung der Ecke O aus der Anschlagebene von m und n, deren Resultat dann eine weitere Kamerakonstante bildet.

Eine Ausführung dieser Konstanten-Messung ohne optische Hilfsmittel ist folgende. Mit der obigen Kernschattennullmethode bei engstem Spalt wird auf der photographischen Platte der Nullpunkt fixiert, während D und C (Fig. 4) abgenommen sind. Es wird jedoch durch eine horizontale Halbierungsblende dafür gesorgt, daß nur die obere oder untere Hälfte des Projektionsbildes auf die Platte gelangt. Dann wird C mit D angebracht, wobei D unter Zwischenlage von einem Stückchen weicher Metallfolie gegen C gepreßt ist. Die Metallfolie ist nur in der Höhe zwischen C und D angebracht, in der bei der obigen Aufnahme die Halbierungsblende saß. Darauf wird nochmals von M her nach Entfernung von F und C durch den Spalt zwischen C und D hindurch bestrahlt. Die Abweichung der beiden Marken auf der Platte ergibt sich auf diese Weise unmittelbar. Durch Wiederholung der Messung, Umkehrung von F usw. kann die Genauigkeit beliebig gesteigert werden.

Sofern die Kamera aus Bleiglas angefertigt ist, fällt die Berücksichtigung der Temperaturdifferenz zwischen den Kamerateilen praktisch heraus, während große Metallkreisteilungen sehr empfindlich dagegen sind. Da es sich nur um eine einmalige Ausführung dieser Schliffkorrekturmessung handelt, kann statt der obigen Kernschattennullmethode auch folgende umständlichere, aber leichter ablesbare benutzt werden. Während F mit n und m an MO anliegt, wird innerhalb des horizontalen Kanals zwischen HM und B, durch den die Strahlen in die Kamera eintreten, von links her gegen die freiliegenden Flächenstücke m und n eine Bleiglasbrücke gepreßt, die das Spiegelbild des Körpers F darstellt, jedoch so niedrig und flach ist, daß sie nach Entfernung von S in dem Kanal Platz hat. Letzterer ist auf dem Photogramm (Fig. 6) links von dem Buchstaben F erkennbar. Ähnlich wie bei C und D werden je zwei Streifen Metallfolie oben und unten horizontal zwischen die Berührungsflächen m und n gelegt, die je einen schmalen Spalt frei lassen. Durch diese Spalte hindurch fällt ein genau symmetrisches Kern- und Halbschattenbild auf die Platte, das nur sehr schmale Halbschatten hat. Ebenso wie oben kann man durch Wiederholung mit neuen Metallfolienstücken, Vertauschung usw. die Genauigkeit der Justierung beliebig erhöhen. Das Kern- und Halbschattenbild auf der Platte ist wegen seiner Symmetrie und größeren Schärfe leichter ablesbar, die Ausführung erfordert jedoch Geschick und peinlichste Sauberkeit.

Das Verfahren ließe sich dadurch wesentlich erleichtern, daß die Hilfsbrücke zur Vermeidung der Metallfolien sehr flache eingeschliffene Nuten bekommt, die den feinen Spalt bilden. Sie würde dadurch aber teuer in der Ausführung und die Spaltkanäle wären nicht variabel. Wohl ist es möglich, diese Hilfsbrücke immer zur Nullstrahlaufnahme zu benützen. Das Einsetzen und Herausnehmen ist aber eine unbequeme Manipulation, zumal die Schneide S jedesmal herausgenommen werden muß. Die einmalige genaueste Lagebestimmung des Klotzes C und dessen Benutzung als Nullstrahlblende ist eine so außerordentliche Vereinfachung aller Messungen, daß sie weitaus den Vorzug verdient.

Es ist nun noch die Aufgabe zu lösen, das reflektierende Flächenelement des Kristalles genau in die Ebene mn zu bringen. Sie entspricht der Zentrierung der Kristallfläche in die Drehachse des Bragg-Spektrographen. Während sie dort am Spektrographen ausgeführt werden muß, kann sie hier an der von der Kamera abgenommenen Kristallbrücke F vorgenommen werden.

Für größere tadellos ebene Kristallspaltflächen ist weiter nichts nötig als den Kristallhalter aufzukitten, eine Spiegelglasplatte auf die Flächen m und n zu legen und den Kristall mittels der Schraubenverstellung V gegen die Spiegelglasplatte zu pressen, solange der Kitt noch plastisch ist. Da in der Mehrzahl der Fälle aber Spalttreppen auf der Oberfläche vorhanden sind, so muß man bei Präzisionsmessungen in folgender Weise verfahren. Man legt eine Spiegelglasplatte auf m und n, die eine so große Bohrung besitzt, daß der Kristall in ihr Platz hat und setzt auf diese Platte über die Bohrung ein mit Dreifuß versehenes Fernrohr mit Fadenkreuzbeleuchtung (am besten nach Martens). Das Fernrohr ist vorher genau vertikal zu der die Flächen m und n berührenden Fläche der Platte justiert worden, indem man die Platte soweit auf m und n zur Seite schob, daß m und n durch die Bohrung hindurch mit dem Fernrohr

1) Der Preis steigt exponentiell mit der Länge und den Genauigkeitsansprüchen.

anvisiert werden konnte. Der Kristall wird nunmehr mittels dreier Stellschrauben, die an seinem Halter angebracht sind, so lange nivelliert, bis die Fadenkreuzbilder zusammenfallen. Es ist leicht möglich, eine nur 1 qmm große gut ebene Spaltfläche mit dem Martensschen Prismenokular mit verstellbarer Glühlämpchenbeleuchtung auf diese Weise parallel m und n zu stellen. Nach Entfernung des Fernrohres wird jetzt eine zweite kleine Spiegelglasplatte auf die erste gelegt, die einen in die Bohrung hineinragenden Taststift trägt, der vorher so eingestellt wurde, daß seine Spitze (oder besser Schneide) genau in der Ebene der unteren Fläche der Platte liegt. Darauf wird der Kristallhalter mittels des Mikrometers V (Fig. 4) solange gegen diese Spitze verschoben, bis Berührung stattfindet. Diese Berührung kann außerordentlich exakt beobachtet werden, wenn man den Kristall und die Spitze oder Schneide leicht mit Öl bestreicht und die Berührungsstelle scharf beleuchtet. Die Einstellung der Tastspitze in die Glasplattenebene wird unter Zuhilfenahme der Fläche m oder n ähnlich wie oben bei der Fernrohrjustierung gleichfalls mittels Ölhaut und Beleuchtung ausgeführt. Statt eines mechanischen Tasters könnte auch ein Mikroskop mit stärkstem Trockenobjektiv in ähnlicher Weise benutzt werden.

Die Vorteile aller dieser Verfahren liegen darin, daß sie mit einfachen Hilfsmitteln ausführbar sind und daß kein optisches Instrument an der Kamera benutzt wird, so daß deren Raumbeanspruchung auf ein Minimum gebracht wird. Eine Teilung fällt völlig fort. Das Photogramm zeigt, wie der Apparat im Vakuum benutzt werden kann, indem er bis zu 45° gegen die von der Chromstahlröntgenröhre ausgehende Strahlung schwenkbar ist. Er läuft auf Rollen und kann ohne Lösung von Schrauben leicht herausgenommen werden, um ihn gegen einen Bragg-Spektrographen auszuwechseln.

Die Prüfung der Rechtwinkligkeit der Anschlagfläche EO der Platte P (Fig. 4) wird bei der Fabrikation ausgeführt[1]). Die Messung des Abstandes der Schneideplatte ist mit der Teilmaschine oder dem Kathetometer leicht ausführbar, da die Schneide nach Abnahme von F frei liegt und die Gelatineschicht einer gegen EO gedrückten Platte leicht anvisiert werden kann. Beide letztgenannten Konstantenmessungen sind mit derselben Sicherheit ausführbar, wenn EO nicht senkrecht zu MO, sondern etwa unter 60° geneigt sind, um bei großen Reflexionswinkeln keine zu schiefe Inzidenz der Strahlen in die Gelatineemulsion zu bekommen.

1) Herstellende Firma: Seemann-Laboratorium, Freiburg i. Br.

Im Gegensatz zum Bragg-Spektrographen können leicht mehrere Anschlagflächen für die photographische Platte bis dicht an S herangebracht werden, ohne daß dadurch ein schädlicher Abstand zwischen Strahlenquelle und Kristall entsteht. Das Modell der Fig. 6 besitzt drei Stufen für die Platte in 30 cm, 15 cm und 4 cm Abstand von der Schneide, deren Mikrometer mit S bezeichnet ist. Da der Abstand Brennfleck — Schneide 7 cm beträgt, verhalten sich

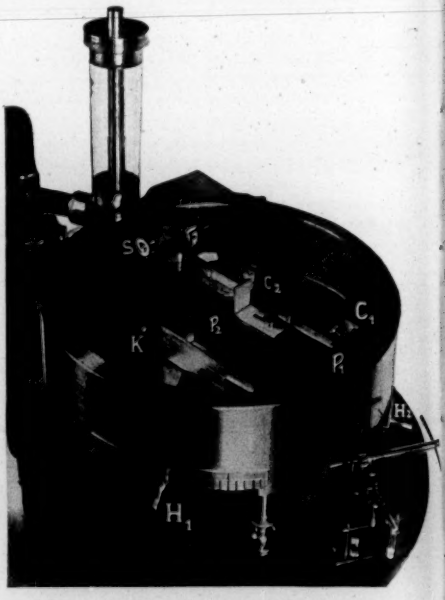


Fig. 6.

die Expositionszeiten bei diesen Abständen wie 11 : 3 : 1. Durch orientierende Aufnahmen in kürzestem Abstand kann demnach außerordentlich viel Zeit erspart werden, da die Fehlaufnahmen durch Unterexposition erfahrungsgemäß den größten Teil der aufgewandten Zeit auszumachen pflegen.

Eine grundsätzliche Fehlerquelle hat die Schneidemethode mit den Bragg-Methoden gemeinsam, die oben beschriebene einseitige Linienverbreiterung durch Tiefenreflexion im Kristall. Kristalle, die für die zu untersuchende Strahlung zu durchlässig sind, dürfen für Präzisionsmessungen mit der Schneidenmethode nicht benutzt werden. Für $Mo\ K$-Linien ist Steinsalz z. B. viel zu leicht. Auch Kalkspat ist hier für Präzisionsmessungen,

besonders in höheren Ordnungen, noch nicht schwer genug. Gips könnte vielleicht ausreichen, besonders da er die Mo-K-Linien unter sehr kleinem Glanzwinkel reflektiert. Für die K-Serie der Schwermetalle genügend undurchlässige Kristalle zu finden ist schwer. Außerdem reflektiert jeder Kristall um so stärker, je durchlässiger er ist. Schwere Salze sind daher äußerst ungünstig. Für derartige Messungen kommen nur diejenigen Spektralmethoden in Frage, bei denen der Kristall zwischen Spalt und Strahlenquelle sitzt.

Die von Da Andrade und Rutherford (14) bei γ Strahlen benutzte Anordnung (Transmissionsmethode) einer festen Kristallplatte kommt für Röntgenstrahlen nicht in Frage, wie Verf. gezeigt hat (2), da ein an die Stelle des sehr kleinen schmalen Radiumpräparates gebrachter Brennfleck sich in das Spektrum hinein projizieren würde. Außerdem werden weiche Strahlen von der zu durchdringenden Kristallplatte nicht durchgelassen.

Die Lochkameramethode.

Die beste und für alle Strahlen geeignete Lösung stellt die vom Verf. angegebene Lochkameramethode (4) dar, die in Fig. 7 skizziert ist. Die Kristallbrücke F ist hier so weit nach M zu an der Anschlagfläche MO verschoben, daß die Brückenkante bei n gegenüber S steht und mit S zusammen den Spalt bildet. Wegen der Wirkungsweise sei auf (2) und (4) verwiesen. Die genaue Gegenüberstellung von n und S wird durch den Anschlagklotz B gesichert. Sie kann außerdem kontrolliert werden durch eine einfache optische Zentriervorrichtung, die l. c. (13) beschrieben wurde. Es ist ein an Stelle von S und W (Fig. 4) eingeführtes Röhrchen mit einem Glasfenster bei S, in das genau zentrisch ein sehr kleiner Kreis eingeritzt ist, den die Kante n (Fig. 7) halbieren muß.

Die obigen Nullpunktsbestimmungen lassen sich auch hier anwenden, da die Kamera samt Kristallbrücke dieselbe ist. Jedoch wird die schiefe Justierung des Kristalles in der Brücke F hier durch Umkehrung von F nur dann eliminiert, wenn der Kristall vollkommen regelmäßig gewachsen ist, da in der Stellung von F, wie sie Fig. 7 zeigt, vorwiegend die Kristallecke bei n reflektiert und in der umgekehrten Stellung von F vorwiegend die Ecke bei m. Es ist indessen möglich, für jeden einzelnen Reflexionswinkel oder ein kleines Intervall eine Stellung von K innerhalb F zu finden, in der der durch den Spalt hindurch reflektierte Strahl von der Mitte der Kristalloberfläche ausgeht, so daß bei Umkehrung von F wiederum dieses mittlere Flächenstück reflektiert. Der Kristall von der Länge l wird zu diesem Zwecke mittels der Schraube V der Fig. 4 parallel sich selbst so weit nach rechts verschoben, daß seine Oberfläche um die Strecke a von MO entfernt ist.

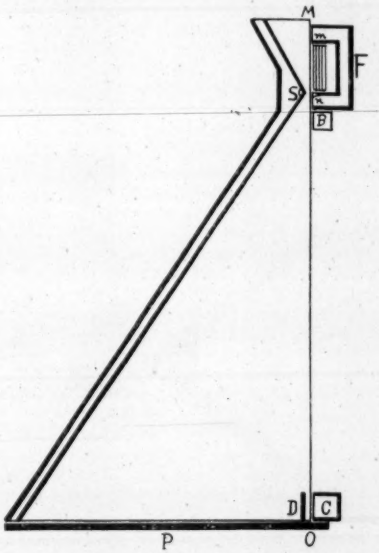


Fig. 7.

Die Wellenlänge des Glanzwinkels φ wird von der Mitte von K reflektiert, wenn

$$a = \frac{l}{2} \cdot \operatorname{tg} \varphi.$$

Die Fig. 8 zeigt die Verhältnisse rein schematisch unter Berücksichtigung der Tiefenreflexion für zwei Reflexionswinkel φ_1 und φ_2. Der Kristall ist einmal in der Stellung K_1 für den kleineren Reflexionswinkel φ_1 so eingestellt, daß ein von der Strahlenquelle A kommendes paralleles Strahlenbündel an der Kante der Kristallbrücke vorbei die mittlere Zone des Kristalles trifft, so daß der reflektierte und durch S hindurchgehende Strahl aus dieser mittleren Zone stammt. In der Stellung K_2 findet dieselbe Reflexion für den größeren Reflexionswinkel φ_2 statt. Beide Stellungen des Kristalles entsprechen jedoch nicht genau der obigen Gleichung. Der Abstand A ist etwas kleiner gewählt. Wenn die Stellung K_1 und K_2 genau der Gleichung entsprächen, würden nur die beiden von A ausgehenden Strahlen an K_1 und K_2 unter den Winkeln φ_1 bzw. φ_2 reflektiert werden können,

die unmittelbar an der Kante der Kristallbrücke vorbei auf den Kristall treffen. Unter dieser Bedingung würde die Reflexion unter den beiden Winkeln zwar noch soeben geometrisch möglich sein, aber sehr lichtschwach erfolgen, weil statt der lichtstarken Tiefenreflexion eine künstlich herbeigeführte Oberflächenreflexion stattfände.

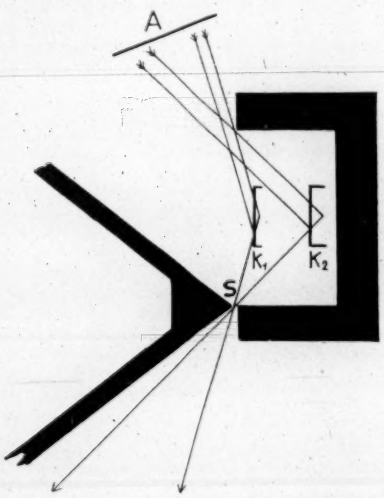


Fig. 8.

Bei Reflexion aus tieferen Schichten wird die Lage und Schärfe der Spektrallinien nicht beeinflußt, wenn die reflektierende Spaltfläche stufenförmig ist oder schief angeschliffen.

Für den durch S hindurch gelangenden Strahl ist es belanglos, ob er aus einer glatten Oberfläche des Kristalles austritt oder aus Furchen und Absätzen, wofern nur die Kristallstruktur genau erhalten geblieben ist. Bei weichen Strahlen, die nur in eine sehr dünne Oberflächenschicht eindringen, könnten jedoch neben den Stufen Schatten entstehen, von denen aus dann keine Reflexion möglich ist, so daß z. B. scharfe Absorptionslinien im kontinuierlichen Spektrum vorgetäuscht werden. Dieser Fall kann aber nur eintreten, wenn die Stufen parallel oder annähernd parallel dem Spalt laufen. Immerhin ist darauf zu achten.

Die Präzisionsmessung von zwei oder mehr Linien, die weit auseinander liegen, muß bei Benutzung des beschriebenen Verfahrens der Reflexion an der Kristallmitte entweder so ausgeführt werden, daß der Kristall mit einer sehr genau gearbeiteten Parallelverstellbarkeit für jede Linie oder Liniengruppe während der Aufnahme eingestellt wird, oder so, daß für jede Linie eine besondere Doppelaufnahme mit Umkehrung von F gemacht wird, während der Ort der anderen Linien auf der Platte abgedeckt ist. Im letzteren Falle braucht die Kristallführung nicht genau zu sein, aber gut feststellbar.

Das Verfahren der Parallelverschiebung des Kristalles für verschiedene Reflexionswinkel wurde vom Verf. (l. c. 2)) ausführlich beschrieben. Es dient außerdem seit 6 Jahren in der Fabrikation von Röntgenspektrographen zur Prüfung der Kristallgüte, indem durch sukzessive Parallelverschiebung eines größeren Kristalles aus der Stellung der Fig. 7 nach rechts eine gegebene Spektrallinie nacheinander von der ganzen Oberfläche reflektiert wird. Wenn die Linie an derselben Stelle der Platte genau stehen bleibt, ist der Kristall vollkommen regelmäßig gewachsen. Hierbei muß der Brückenfuß m (Fig. 7) mit dem Kristall zusammen nach rechts bewegt werden. Andernfalls würde m wie aus Fig. 8 ersichtlich, alle einfallenden Strahlen abblenden, die von der m zugekehrten Hälfte der Kristalloberfläche reflektiert werden sollen. Die starre Brücke F ist demnach hierfür nicht brauchbar.

Besitzt man einen auf diese Weise geprüften und bewährten Kristall, so kann man ihn ohne Parallelverschiebung in der Anordnung der Fig. 7 zu Präzisionsmessungen mit Umkehrung von F benutzen. Hat man außerdem durch Umkehrungsaufnahmen die Abweichung der Parallelität der Strukturfläche von der Ebene mn und endlich noch die Abweichung der Anschlagfläche des Klotzes C von der Anschlagebene mn ein für allemal gemessen, so kann die Brücke samt dem dauernd in ihr befestigten Kristall abgenommen und zum Gebrauch ohne irgendwelche Justierung wieder abgebracht werden. Einzig und allein die Sauberkeit der Anschlagflächen mn und B sowie die der photographischen Platten an ihren Anschlagflächen gewährleisten die Präzision und Reproduzierbarkeit der Messung. Ein derartiger Spektrograph ist bei höchster erreichbarer Einfachheit, Festigkeit und Vielseitigkeit der Verwendung ein Meßinstrument für das ganze Röntgenspektrum, dem keiner der obigen grundsätzlichen Mängel mehr anhaftet, insbesondere nicht die Linienverbreiterung durch Tiefenreflexion. Durch einfache Verschiebung von F samt B an MO entlang (Fig. 4 u. 7) kann Lochkamera oder Schneidenmethode zur Anwendung gebracht werden.

Die Fenstermethode.

Noch eine dritte Methode kann an der Kamera der Fig. 4 u. 7 mit Hilfe einer Kristallbrücke

benutzt werden, die von W. Friedrich und dem Verf. angegebene Fenstermethode (15). Auch mit ihr läßt sich die Eliminierung der Kristalljustierung in der Brücke F durch Doppelaufnahme bei Umkehrung von F durchführen, ja sogar das ungleichmäßige Wachstum der zu verwendenden Kristallplatte, wofern es gering ist und kontinuierliche Übergänge aufweist, kann ausgeglichen werden. Die Fenstermethode an sich ist indessen nur für Kristalle geeignet, die sich in so dünnen Platten herstellen lassen, daß die zu untersuchenden Strahlen nur wenig absorbiert werden. Für Wellenlängen größer als 2 Å ist sie selbst mit organischen Kristallen praktisch nicht mehr verwendbar. Ihr Hauptanwendungsgebiet sind die K-Strahlungen der Schwermetalle. An Lichtstärke steht sie der Lochkameramethode erheblich nach, da für jede Wellenlänge eine maximal reflektierende Kristalldicke existiert, die mit abnehmender Wellenlänge stark zunimmt.

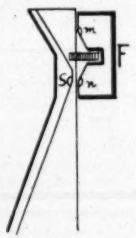


Fig. 9.

Fig. 9 zeigt, wie das Umkehrverfahren auch bei der Fenstermethode Anwendung finden kann. Die Kristallplatte ist hier einfach in der Mitte zwischen m und n anzubringen. Dann bilden die reflektierenden Atomschichten ganz von selbst die künstlich verschobenen schmalen Oberflächenschichten der Fig. 8 bei der Lochkameramethode. Die Doppelaufnahmen mit Umkehrung von F (Fig. 9), zeigen die fehlerhafte Justierung jeder einzelnen Atomschicht, die eine Spektrallinie reflektiert, durch den Grad der Versetzung der Linie. Die Mittelwerte der versetzten Linien haben aber dennoch den richtigen Abstand voneinander. Die Anwendung der Doppelaufnahmen mit Kristall-Umkehr eliminiert also hier auch solche Wachstumsfehler des Kristalls (innerhalb gewisser Grenzen), die die fokussierende Bragg-Methode in ihren spiegelbildlich liegenden Doppelaufnahmen doppelt stark hervortreten läßt (vgl. Fig. 2).

Von der Oberflächenbeschaffenheit der Kristallplatte vollends ist die Fenstermethode weitgehend unabhängig, sofern nur die Struktur nicht zerstört ist. Selbst durch Schliff gleichförmig zerriebene Oberflächenschichten beeinträchtigen die Genauigkeit nicht, wenn sie dünn sind gegenüber der wirksamen reflektierenden Kristalldicke. Schattenwirkung von Kristalltreppen kann sich nur schwach geltend machen, da der Kristall ja gut durchlässig für die reflektierte Strahlung sein muß.

Bei der fast gleichzeitig mit der Fenstermethode publizierten Anordnung von Siegbahn und Jönsson (16) wird gleichfalls nach dem Vorbild von Da Andrade und Rutherford eine Kristallplatte vor dem Hauptspalt verwendet, jedoch in genauer Übereinstimmung mit der für Laue-Friedrich-Diagramm angegebenen Anordnung der Fig. 5 der Arbeit des Verfassers (l. c. 4)) unmittelbar am Spalt anliegend und ebenso wie dort unter Benutzung eines zweiten groben Spaltes zwischen Röhre und Kristall, der im Gegensatz zur Fenstermethode feststeht und nicht an der drehbaren Kamera sitzt (17). Der Unterschied ist nicht grundsätzlich, kann aber doch für gewisse Zwecke Bedeutung gewinnen.

Die Ähnlichkeit der Fenstermethode, so wie sie an obiger Universalkamera für Schneiden-, Lochkamera- und Fenstermethode zur Ausführung kommt, mit dem Siegbahn-Jönssonschen Spektrographen, ist jedoch nicht größer als die Ähnlichkeit aller Röntgenspektrographen untereinander. Die Darstellung und Kennzeichnungen der verschiedenen Spektralmethoden in der Literatur sind in der Mehrzahl unrichtig und treffen nicht das Wesentliche.

Zusammenfassung.

Ein kritischer Vergleich der Optik des Braggschen fokussierenden Spektrographen mit der Schneiden-, Lochkamera- und Fenstermethode des Verf. und W. Friedrichs zeigt die Überlegenheit der letzteren drei Methoden bei Benutzung einer neuen Kamera, die alle drei Methoden durch einfache Auswechslung oder Verschiebung eines prismatischen brückenförmigen Kristallhalters anzuwenden gestattet.

Diese Kristallbrücken ermöglichen außerdem die von A. P. Weber (11) für die Schneidenmethode vorgeschlagene, aber für Präzisionsmessungen nicht durchgebildete und nicht benutzte absolute Nullpunktsbestimmung durch 180°-Schwenkung des Kristallhalters um eine horizontale senkrecht zur reflektierenden Kristallfläche liegenden Achse sowohl für die Schneidenmethode als auch für die Lochkamera- und Fenstermethode. Sie werden zu diesem Zwecke mit ihren Füßen gegen eine an der ganzen Kamera entlang laufende vertikale ebene Schliffläche gegenüber der Schneide gedrückt und

leiten den Nullstrahl längs dieser Fläche auf die Platte. Ihre 180°-Schwenkung erfolgt durch einfache Richtungsumkehr bzw. Vertauschung der Brückenfüße, deren Lage an der Schliffläche durch weitere Anschlagklötze gesichert ist.

Die Leitung des Nullstrahls nach dem zu fixierenden Nullpunkt des Spektrums kann in besonders einfacher und sicherer Weise auch durch plan geschliffene Blenden erfolgen, die unmittelbar vor der Platte gegen die obige Schlifffläche gedrückt werden.

Für die photographischen Platten sind gleichfalls vertikale plan geschliffene Anschlagflächen vorgesehen, die in verschiedenen Abständen vom Kristall und in beliebigen Neigungen gegen den Längsschliff angebracht werden können. Die Kamerakonstanten sind auf diese Weise in aller wünschenswerten Verschiedenheit ein für allemal festgelegt und werden durch einfachen Anschlag auf das genaueste gewährleistet. Alle optischen Hilfsmittel zu ihrer jedesmaligen Bestimmung im Gebrauche fallen daher fort. Selbst die Justierung der Kristalle in der Brücke, die als dauernde Fassung dienen kann, ist bei guten stufenfreien Spaltflächen ohne Fadenkreuzfernrohr hinreichend genau ausführbar und findet in jedem Falle außerhalb der Kamera statt.

Der grundsätzliche Fortfall einer Kreisteilung für absolute Wellenlängenpräzisionsmessungen in Verbindung mit dem Ersatz aller optischen und präzisionsmechanischen Schwenkvorrichtungen durch plan geschliffene Anschlagflächen macht die beschriebene Kamera besonders geeignet zum Einbau in ein einfaches Vakuumgefäß.

Literaturübersicht.

1) H. Seemann, Zur Optik der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen. I. Ann. d. Physik **51**, 391 bis 413, 1916 und II. **53**, 461—491, 1917.
2) H. Seemann, Die Ökonomie der röntgenspektroskopischen Methoden. Diese Zeitschr. **20**, 51—55, 1919.
3) Bouwers, Dissert. Utrecht 1924.
4) H. Seemann, Die Vermeidung der Verbreiterung von Röntgenspektrallinien in o.ge der Tiefe der wirksamen Schicht. Diese Zeitschr. **18**, 242—249, 1917.
5) A. P. Weber, Seemanns Schneidenmethode zur Messung von Röntgennormalen. Zeitschr. f. wiss. Phot. **23**, 149—183, 1925.
6) H. Seemann, Röntgenspektroskop. Methoden ohne Spalt. Ann. d. Physik **49**, 470—480, 1916.
7) H. Mark u. L. Szilard, Zeitschr. f. Physik **33**, 688 bis 691, 1925.
8) H. Kulenkampff, Diese Zeitschr. **26**, 657—658, 1925.
9) A. P. Weber, Zeitschr. f. Physik **33**, 767—776, 1925.
10) W. Vogel, Anordnung, den Seemannschen Schneidenspektrographen zu Präzisionswellenlängenmessungen zu benutzen. Zeitschr. f. Physik **4**, 257 bis 261, 1921 u. Dissertation Bonn.
11) A. P. Weber, Neuerung am Seemannschen Schneidenspektrographen zwecks Präzisionsmessungen. Zeitschr. f. Physik **4**, 360—362, 1921 u. Dissertation Bonn.
12) K. Lang, Messung von Röntgennormalen. Ann. d. Physik **75**, 489—512, 1924 u. Dissertation Bonn.
13) H. Seemann, Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 58, 1922. Elektrot. Zeitschr. 1922, Heft 7, ferner die Beschreibung in dieser Zeitschr. **22**, 580—581, 1921.
14) E. Rutherford u. Da Andrade, Phil. Mag. **28**, 263, 1914.
15) W. Friedrich u. H. Seemann, Diese Zeitschr. **20**, 55—58, 1919.
16) M. Siegbahn u. E. Jönsson, Diese Zeitschr. **20**, 251—256, 1919.
17) M. Siegbahn selbst schreibt hierüber: Prinzipiell schließt sich dieser Spektrograph dem von H. Seemann angegebenen nahe an.

(Eingegangen 28. November 1925.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Die Vorgänge an der Kathode der Bogenentladung.

Von R. Seeliger.

Inhaltsübersicht.

I. Die verschiedenen Formen und die Definition der Bogenentladung. — II. Qualitative Theorie des Kathodenfalls. — III. Die Stromverteilung an der Kathode. — IV. Der Brennfleck. — V Schwierigkeiten für die thermische Bogentheorie. — Literaturnachweis.

Anschließend an einen Vortrag, den ich im Elektrotechnischen Verein gehalten habe, gebe ich im folgenden eine Darstellung unserer derzeitigen Kenntnisse von den Vorgängen an der Kathode der Bogenentladung. Ein Eingehen auf Einzelheiten, die in den Monographien (1) über die Bogenentladung gesammelt und dort bequem zugänglich sind, habe ich zugunsten der Herausarbeitung der prinzipiellen Gedankengänge absichtlich zurückgestellt. Da für solche allgemeineren Betrachtungen die Metallbogen geeigneter sind als der Kohlebogen — sie bieten namentlich in inaktiven, mit der Elektrodensubstanz nicht reagierenden Gasen sehr viel übersichtlichere und von unwesentlichen Nebenprozessen unbeschwertere Verhältnisse — habe ich mich ferner zum großen Teil auf die Diskussion der Metallbogen beschränkt und nur gelegentlich auch den Kohlebogen mit in den Kreis der Betrachtung gezogen. Meine Ausführungen sollen, wenngleich sie wie ich hoffe manches Neue enthalten, doch zugleich eine nach bestimmten Gesichtspunkten geordnete Übersicht über bereits bekanntes Material geben

und mögen deshalb als zusammenfassender Bericht gelten können.

I. Die verschiedenen Formen und die Definition der Bogenentladung.

Der exakten Definition der verschiedenen Entladungsformen durch eindeutige Kennzeichen kommt eine sehr viel tiefere Bedeutung zu als nur die einer systematischen Nomenklatur. Denn erst wenn es gelungen ist, die physikalisch wirklich wesentlichen Merkmale einer Entladungsform zu fassen, ist die Möglichkeit zu ihrem Verständnis und sind die Ansatzpunkte zum Ausbau einer Theorie gegeben, erst dann kann man Wesentliches von Unwesentlichem trennen. Es sei hier zum Beispiel nur erinnert an die Abgrenzung der beiden Klassen selbständiger Entladungen gegeneinander, die man als Glimmentladung und als Korona bezeichnet. An sich ist es natürlich ziemlich gleichgültig, in welche von beiden Klassen eine unter bestimmten speziellen Versuchsbedingungen beobachtete Entladungsform einzureihen ist, es ist aber für das theoretische Verständnis von grundlegender Bedeutung zu wissen, daß es überhaupt zwei solche typische Klassen gibt und daß in der einen Raumladungsfelder, in der anderen Oberflächenladungsfelder der Elektroden für die elektrischen Vorgänge im Entladungsraum die Hauptrolle spielen. Für die Form der selbständigen Entladung, die man gewöhnlich als Bogenentladung oder — wohl in Erinnerung an ihre wichtigste praktische Verwendung — als Lichtbogen bezeichnet, scheint es nun zunächst nicht schwer zu sein, eine Definition in dem hier gemeinten Sinn anzugeben. Daß die Dinge jedoch tatsächlich nicht so ganz einfach liegen, erkennt man sofort bei dem Versuch, eine solche Definition dann als Ausgangspunkt von weiterreichenden theoretischen Überlegungen zu benutzen und könnte dies unschwer durch Beispiele aus der ausgedehnten Literatur über diesen Gegenstand belegen. So könnte man etwa die große Stromstärke, die kleine Brennspannnng, die Erfüllung des Entladungsraumes mit dem Dampf der Elektroden, die hohe Temperatur der Elektroden oder die Form der Charakteristik als wesentliche Merkmale betrachten, man wird aber mit keinem dieser Kennzeichen das allein Wesentliche treffen. Auf die ersteren Kriterien werden wir später noch ausführlicher eingehen. Es seien jedoch gleich hier ein paar Worte gesagt über die Form der Charakteristik, da man geneigt sein könnte, etwa eine fallende Charakteristik wenn auch nicht als das ausschlaggebende, so doch als ein typisches Kennzeichen der Bogenentladungen anzusehen. Allgemein trifft dies jedenfalls nicht zu und man kann in speziellen Fällen auch schon theoretisch voraussehen, wie die Dinge liegen. (So z. B. ist die Charakteristik immer dann sogar eine steigende, wenn mit einer Steigerung der Stromstärke eine genügend große Erhöhung der Dampfdichte und deshalb eine überwiegende Zunahme des Gradienten in der Bogensäule verbunden ist.) In Fig. 1 sind vier

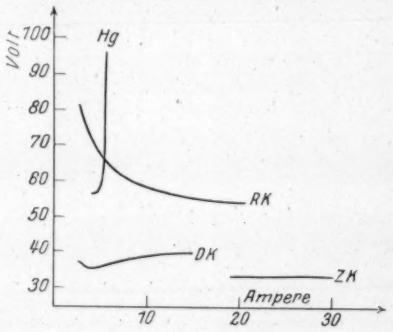


Fig. 1.

ausgewählte Beispiele zusammengestellt, welche die Mannigfaltigkeit der möglichen Bogencharakteristiken am besten zeigen dürften. Es bezieht sich RK auf einen Reinkohlebogen von 7 mm Länge (stark fallend), ZK auf einen zischenden Kohlebogen von 3 mm Länge (horizontal konstant), DR auf einen Dochtkohlebogen von 0,5 mm Länge (schwach steigend) und Hg auf den Vakuumbogen einer ungekühlten Hochdrucklampe (stark steigend). Wir wollen deshalb zunächst an Hand von Beispielen, die man heute unzweifelhaft zu den Bogenentladungen rechnet, systematisch nachsehen, welche Kennzeichen wirklich notwendig und allen gemeinsam sind. Zugleich werden wir dabei die wichtigsten Sondertypen der Bogenentladungen kennen lernen.

Es liegt nahe, die Bogenentladung dadurch zu kennzeichnen, daß autogen, d. h. durch die Entladung selbst, die Elektroden verdampft werden und daß die Entladung in dem so erzeugten Elektrodendampf vor sich geht. Als wesentlich wäre dabei anzusehen die Selbsttätigkeit der Verdampfung im Gegensatz z. B. zu fremdgeheizten, mit Metalldampf erfüllten Entladungsröhren. und eine Bedingung zur Erfüllung dieser Forderung wäre etwa genügend große Stromdichte. Als Beispiele von Bogenentladungen, welche diese Bedingung erfüllen, sind neben den gewöhnlichen freibrennenden Metallbogen

zu nennen die Vakuumbogen in den Dämpfen leichtflüchtiger Metalle oder Amalgame, in denen die Entladung sogar ausschließlich und in reinster Form im Elektrodendampf verläuft. Daß diese Definition nicht das Wesentliche trifft, erkennt man sofort aus den Bogenentladungen von großer Länge, in denen — obwohl zwar an beiden Elektroden Verdampfung stattfindet — nur die Umgebung der Elektroden merkliche Mengen des Elektrodendampfes enthält, der größte Teil des Entladungsraumes aber frei von Metalldampf und erfüllt von einem Fremdgas ist. Stabil und ruhig brennende Bogen solcher Art hat wohl zuerst Schönherr (2) hergestellt. Sie haben dann praktische Anwendung in großem Maßstab in der Stickstoffindustrie gefunden (3) und wurden von physikalischer Seite eingehend untersucht von Grotrian (4). Der experimentelle Kunstgriff zur Erzeugung dieser langen Bogen ist der, die Entladung in einem zylindrischen vertikal stehenden Rohr mit einem achsialen durch ein Gebläse unterhaltenen Gaswirbel brennen zu lassen. Die Eigenschaften dieser Bogen, so insbesondere die Charakteristik, sind fast unabhängig von dem benutzten Elektrodenmaterial und wesentlich bestimmt durch die Art des Füllgases, neben optischen Anzeichen ein Beweis dafür, daß tatsächlich der größte Teil der Entladungsbahn praktisch frei von Elektrodendampf ist. Zum Beleg möge eine Auswahl aus den von Grotrian formelmäßig dargestellten Charakteristiken dienen, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt ist:

Kupfer in Luft	$Vi = 32{,}6\,l + 62\,i + 11{,}4\,li$
Kohle in Luft	$Vi = 35{,}5\,l + 60\,i + 12{,}8\,li$
Eisen in Luft	$Vi = 33{,}3\,l + 80\,i + 12{,}0\,li$
Eisen in Wasserstoff	$Vi = 180 + 222\,l + 290\,li$
Eisen in Wasserdampf	$Vi = 185\,l + 200\,i + 10\,li$

Ein kleiner Schritt weiter führt uns zu Bogenformen, bei denen nur eine der Elektroden bis zur Verdampfung erhitzt ist und ihre Umgebung mit Dampf erfüllt, während die andere auf beliebig niedriger Temperatur bleibt. Von prinzipieller Bedeutung ist dabei aber, daß es nicht gleichgültig ist, welche der beiden Elektroden verdampft und welche kalt bleiben kann, sondern daß die heiße Elektrode stets die Kathode sein muß. Ein bekanntes Beispiel bildet die neuerdings viel zu Reklamebeleuchtung benutzte Neonbogenlampe. Das lange zylindrische Entladungsrohr ist gefüllt mit Neon, die Anode besteht aus einem schwer schmelzbaren Metall (Wolfram, Nickel oder dgl.), die Kathode aus einer leichtflüchtigen Legierung oder aus einem Amalgam der Alkalimetalle, aus der der Bogenansatz hervorbricht. Durch Prallflächen vor der Kathode kann man nach Skaupy (5) den Kathodendampf fast vollständig von der übrigen Entladungsbahn fernhalten und bekommt dann in dieser bis zu spektroskopischer Reinheit nur die Lichtemission des Füllgases. Daß Übergangsformen zu den oben erwähnten metalldampferfüllten Vakuumlampen in beliebiger Abstufung herstellbar sind, bedarf kaum der Erwähnung. Andere Beispiele bieten gewisse zwischen gleichartigen Metallelektroden auftretende Bogenentladungen, die Hagenbach und Veillon (6) zuerst untersucht haben. Wir wollen auf diese etwas näher eingehen, da sie den Formenreichtum der als Bogen anzusprechenden Entladungen gut illustrieren. Neben den bereits besprochenen normalen Bogen mit beiderseits verdampfenden Elektroden, die Hagenbach als Form 3 bezeichnet, erhält man bei tieferen Drucken noch eine andere Form, die als Glimmbogen bezeichnet wird und charakterisiert ist durch die heiße verdampfende Kathode und die kalte Anode mit gewöhnlichem Glimmentladungsansatz. Auf der Kathode sitzt ein in der Farbe des Metallspektrums leuchtendes (bei *Cu* z. B. grünes) Metalldampfbündel, auf der Anode eine in der Farbe des Füllgasspektrums leuchtende (in Luft stark rote) Lichthaut. Neben dieser Form (Form 1) entsteht eine andere Sonderform (Form 2) des Glimmbogens, wenn sich die anodische Lichthaut zu einer kleinen Ansatzstelle (von hoher Temperatur) zusammenzieht. Wie die Fig. 2 (nach Hagenbach) zeigt,

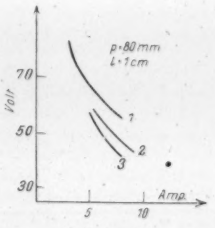


Fig. 2.

unterscheiden sich die drei Formen auch durch die Lage der Charakteristiken, die in der Reihenfolge 3—2—1 zu größeren Spannungswerten rücken. Sehr hübsch hat Cady (6) den Übergang zwischen den Formen 1 (bzw. 2) und 3 gezeigt, die er zweites und erstes Stadium nennt. Mit Steigerung der Stromstärke konzentriert sich die Entladung auf der Anode in einem oder in einigen diskreten Flecken, die Verdampfung setzt auch auf diesen ein und die Spannung fällt plötzlich ab (Fig. 3). Nur

nebenbei erwähnt sei die Existenz dreier weiterer, den eben besprochenen zugeordneten Formen 1a, 2a und 3a, die sich durch die Ausbildung einer Aureole auszeichnen und auftreten können, wenn das Füllgas Sauerstoff enthält. Die vollständige Reihe für das Beispiel des Kupferbogens umfaßt dann also sechs Formen, die von Hagenbach in einem übersichtlichen Schema zusammengestellt sind. Auf den von

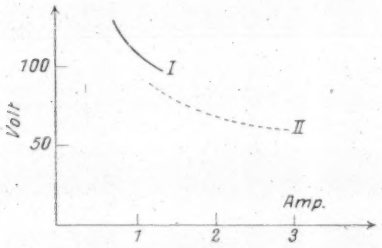


Fig. 3.

Hagenbach und seinen Mitarbeitern wohl vollständig geklärten Sachverhalt (drei verschiedene Anoden- und zwei verschiedene Kathodenfälle in sechs Kombinationen) brauchen wir hier nicht näher einzugehen.

Auf Grund der bisher betrachteten Beispiele könnte man nun also daran denken, eine Definition der Bogenentladung durch die Bedingung zu formulieren, daß mindestens die Kathode verdampfen und die Entladung in ihrer Umgebung im Elektrodendampf verlaufen muß; denn die Bedingung hoher Temperatur und Verdampfung der Anode haben wir nun bereits als unwesentlich ausgeschieden. Daß aber diese Definition auch noch nicht das allein Wesentliche trifft, erkennen wir, wenn wir noch einen letzten Schritt weiter gehen. Man kann nämlich zwischen Elektroden aus schwer schmelzbaren Metallen z. B. aus Wolfram in einem inaktiven Gas eine Entladung erzeugen, die durchaus den Charakter einer Bogenentladung hat, ohne daß überhaupt merkliche Verdampfung einer der Elektroden erfolgt und im Entladungsraum ein Partialdruck des Metalldampfes herrscht, der irgendwie von Einfluß sein könnte. Derartige Entladungen erhält man z. B. zwischen zwei kleinen Wolframkügelchen in Stickstoff oder Edelgasen von etwa 100 mm Druck, wobei die Kügelchen von der Entladung selbst auf hohe Temperatur erhitzt werden. Aus der bekannten Dampfdruckkurve des Wolframs und den pyrometrisch bestimmbaren Elektrodentemperaturen rechnet man sich leicht aus, daß der Dampfdruck des Wolframdampfes nur einen verschwindenden Bruchteil des Füllgasdruckes ausmacht, nämlich nur den 10^{-5} bis 10^{-7}ten Teil je nach den spezielleren Versuchsbedingungen. Neuerdings haben derartige Entladungen als Wolfram-Punktlampen praktische Ausgestaltung und Anwendung gefunden. Benutzt man eine kleine und eine große Elektrode und bewirkt hierdurch, daß nur die eine sich erhitzt, so erkennt man sofort, daß wesentlich und notwendig nur die Heizung der Kathode ist, daß den Temperaturverhältnissen der Anode aber keine prinzipielle Bedeutung zukommt.

Damit sind wir in der Erkenntnis des Wesentlichen ein gutes Stück weitergekommen. Weder die Verdampfung der Elektroden noch die Gegenwart von Elektrodendampf im Entladungsraum konnte als eine notwendige Bedingung für die Bogenentladung gelten, wenn auch beide als gelegentliche Begleiterscheinungen auftreten. Auch hohe Temperatur der Anode hat sich nicht als notwendig erwiesen, so daß also zunächst nur die Forderung genügend hoher Temperatur der Kathode übrig bleibt. Ungeklärt und unbefriedigend ist aber noch, was wir unter „genügend hoher" Temperatur zu verstehen haben und worauf ihre Wirkung letzten Endes beruht. Darüber kann nur eine tiefergehende Analyse der Vorgänge an der Kathode einer selbständigen Entladung Aufschluß geben, der wir uns nun zuwenden wollen. Zugleich wird sich daraus erst die Möglichkeit ergeben, den Begriff der Bogenentladung überhaupt schärfer zu fassen als dies bisher geschehen ist.

Man kann allerdings die hier interessierenden Fragen noch von einem ganz anderen Gesichtspunkt aus ansehen und zu beantworten versuchen. Während nämlich bisher von einigen Ausnahmen abgesehen (nicht nur bei der Erforschung der Bogenentladungen, sondern in der ganzen Gasentladungsphysik) als das Objekt der Untersuchung eine fertig ausgebildete Entladungsform diente, kann man auch die Entstehungsbedingungen und die Entstehungsgeschichte einer Entladungsform zum Gegenstand der Untersuchung machen; man kommt dann zu Betrachtungen, die man etwa „morphologisch" nennen könnte. Herr Schmekel und ich sind seit längerer Zeit mit dem Ausbau einer solchen Morphologie beschäftigt und werden demnächst zeigen, daß man hier in vielen Beziehungen zu tieferen Einsichten gelangen kann als nur durch die Untersuchung fertiger Entladungsformen; ein einfaches Beispiel ist S. 28 (Fig. 5) vorweg genommen. Bedingung ist bei derartigen Untersuchungen lediglich, daß man durch genügend hohe äußere E.M.K. und durch genügend großen Serienwiderstand alle Zwischenformen einer Entwicklungsreihe stabilisiert.

II. Qualitative Theorie des Kathodenfalls.

Bei jener Analyse scheint es mir geraten zu sein, nicht mit der Strenge und unter Heranziehung aller der Einzelheiten vorzugehen, wie dies nach dem heutigen Stand der theoretischen Kenntnis vielleicht möglich wäre, sondern direkt von einigen Erfahrungstatsachen auszugehen und einfache anschauliche Bilder zu benutzen. Zuerst müssen wir uns da beschäftigen mit den Verhältnissen an der Kathode einer gewöhnlichen Glimmentladung. Auf die Kathode zu fliegen unter dem Einfluß des elektrischen Feldes positive Ionen und machen teils im Gas, teils — und wahrscheinlich in der Hauptsache — beim Aufprall auf die Kathode aus deren Oberfläche Elektronen frei; diese fliegen in Richtung von

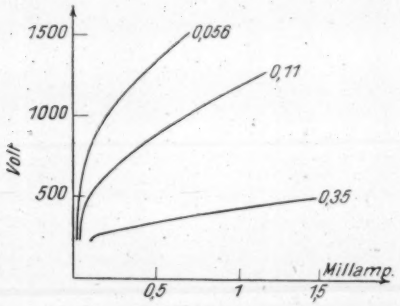


Fig. 4.

der Kathode fort und bilden ihrerseits im Gas durch Stoßionisation neue Ladungsträger. Wir haben es also zu tun mit zwei in entgegengesetzter Richtung fließenden Trägerströmen, die sich gegenseitig bedingen und selbsttätig für ihren Nachschub sorgen. Mit diesen Trägerströmen verknüpft sind Raumladungswirkungen, und zwar liegen die Verhältnisse in der Glimmentladung so, daß das Raumladungsfeld des positiven Ionenstromes das des negativen Elektronenstromes überwiegt. Es liegt also vor der Kathode einer Glimmentladung ein Gebiet mit wesentlich positiver Raumladung. Diese Raumladung erzeugt vor der Kathode ein elektrostatisches Feld von recht beträchtlicher Stärke und dies bedingt wiederum, daß vor der Kathode ein Raumgebiet starken Spannungsabfalles liegt, den man als den Kathodenfall bezeichnet. Gerade dies starke Feld ist es, daß den Ladungsträgern die zur Stoßionsiation und zur Aufrechterhaltung der Entladung notwendigen Geschwindigkeiten gibt.

Da für das folgende zunächst nur die Vorgänge im Kathodenfallgebiet interessieren, denken wir uns die Anode so nahe an der Kathode, daß die ganze Entladung im wesentlichen nur aus diesem Kathodenfallgebiet besteht. Nehmen wir bei konstantem Druck die Charakteristik dieser Entladung auf, so erhalten wir einen aufsteigenden kontinuierlichen Kurvenzug, wie er in Fig. 4 nach Stark (8) an dem Beispiel einer *Al* Scheibenkathode in Luft für drei ausgewählte Drucke gezeichnet ist. Wenn wir aber von einer Gasentladung die Charakteristik kennen, so können wir in bekannter Weise die Stabilität dieser Gasentladung bei gegebenen äußeren Bedingungen untersuchen aus der Charakteristikentangente im Vergleich zur Neigung der Widerstandsgeraden. Im vorliegenden Fall sind alle Zustände stets stabil, bei einer Änderung der äußeren Entladungsparameter verschiebt sich der Zustandspunkt einfach auf der Charakteristik, d. h. es stellt sich bei einer solchen Änderung aus elektrodynamischen Gründen automatisch ein neuer stabiler Gleichgewichtszustand ein. Die Problemstellung wird jedoch sofort eine grundsätzlich andere, wenn wir der Betrachtung nicht derartige elektrodynamische Überlegungen zugrunde legen, sondern auf die ionentheoretischen Vorgänge in der Entladung zurückgehen. Jedes Elektron, das die Kathodenoberfläche verläßt, erzeugt zusammen mit den von ihm gebildeten Abkömmlingen positive Ionen im Fallraumgebiet, die zur Kathode zurückströmen und aus ihr beim Auftreffen wieder Elektronen freimachen. Wieviel Elektronen in dieser Weise pro ausgehendes Elektron freigemacht werden, hängt letzten Endes ab von der Verteilung und Stärke des Feldes im Kathodenfallgebiet und diese sind wiederum bedingt durch die Geschwindigkeit und Dichte der Trägerströme. Nennen wir die Anzahl der Elektronen, die von der Entladung für jedes ausgehende Elektron befreit werden, die „Ausbeute", so ist ersichtlich der Zustand nur dann stationär, wenn die Ausbeute gleich 1 ist. Von diesem Standpunkt aus ist es aber durchaus nicht selbstverständlich, sondern im Gegenteil sehr merkwürdig, daß es überhaupt eine kontinuierliche Reihe stationärer Zustände, d. h. eine Charakteristik, gibt. Wäre dies erst verständlich, so würde die eigentliche Stabilitätsfrage aus den erwähnten elektrodynamischen Kriterien zu erledigen sein.

Rein ionentheoretisch ist die Beantwortung der Frage nach der Existenz einer kontinuierlichen Folge stationärer Zustände außerordentlich schwierig und kommt mathematisch auf den Existenzbeweis von Lösungen eines Systems simultaner Integralgleichungen hinaus. Obwohl das praktische Problem dieses „ionentheoretischen Gleichgewichts" schon vor längerer

Zeit formuliert und klar erkannt worden ist (zuerst von Holm (9)), sind noch recht wenige Versuche zu seiner tieferen Analyse gemacht worden. Neben einer bemerkenswerten Arbeit von Holst und Oosterhuis (10) ist mir nur eine kürzlich erschienene Untersuchung von Dällenbach (11) bekannt, die wenigstens unter gewissen Voraussetzungen die Gleichgewichtsfrage angreift und bereits zu sehr weitreichenden Ergebnissen gelangt, zugleich aber besonders deutlich auch die ganzen Schwierigkeiten enthüllt. Wir wollen nun hier lediglich die Sachlage in Hinblick auf das folgende etwas veranschaulichen und werden zu diesem Zweck die Betrachtungen dadurch vereinfachen, daß wir eine Erfahrungstatsache als gegeben mitbenutzen. Dazu betrachten wir einen Zustand der normalen Glimmentladung im Gebiet des anomalen Kathodenfalles, wo die ganze Kathode von der Entladung bedeckt ist (im Gebiet normalen Kathodenfalles mit unvollständig bedeckter Kathode liegen die Dinge anders) und untersuchen, ob sich Bedingungen dynamischer Natur für die Stationarität angeben lassen; von ausschlaggebender Bedeutung für die Existenz definierter Ergebnisse ist es dabei, daß wir von vornherein Ursache und Wirkung scharf unterscheiden. Wir nehmen an, die Ausbeute sei in diesem Zustand nicht gleich 1, sondern größer als 1 und denken uns dies also hervorgerufen dadurch, daß wir als das Primäre einmalig einen Überschuß von Elektronen aus der Kathode auslösen. Diese überschüssigen Elektronen fliegen in das Kathodenfallgebiet hinein, sie verdünnen die positive Raumladung vor der Kathode und schwächen das Feld. Die rückkehrenden positiven Ionen bewegen sich dann also durch ein schwächeres Feld. Nun sind die beiden Fälle möglich, a) daß die Ausbeute mit abnehmendem Feld abnimmt oder b) zunimmt. Im ersteren Fall ist die Ausbeute also kleiner geworden und die nächstfolgende Generation von Elektronen wird numerisch schwächer sein, d. h. der Vorgang verläuft automatisch in Richtung nach dem Ausbeutewert 1. Ganz analog geht der Prozeß, wenn die Ausbeute kleiner als 1 ist, gerade umgekehrt aber wird alles im Fall b) verlaufen. Man kommt so zu der Vermutung, ein wesentliches Moment liege darin, daß die Ausbeute A vom Kathodenfallfeld V so abhängt, daß $\frac{dA}{dV} > 0$ ist. (Allerdings ist dies zwar eine notwendige, jedoch nicht unbedingt eine hinreichende Bedingung; diese wäre in der Form $\frac{dA}{dV} > \varepsilon$ zu fassen, wo ε ein hinreichend großer Betrag ist.) Dies wird nun in der Tat bestätigt durch eine Erfahrungstatsache, die wir in der Form fassen können, daß der Kathodenfall bei „Fremderregung" der Kathode abnimmt; es ist dabei unter Fremderregung eine durch künstliche Mittel bewirkte Elektronenemission der Kathode verstanden. Aus den bekannten Verhaltnissen an Glühkathoden und aus neueren Versuchen mit künstlichem Elektronenbombardement der Kathodenoberfläche von Wehnelt und Jachan (12) ergibt sich, daß mit zunehmender Fremderregung der Kathode der Kathodenfall stetig sinkt und bis zum Wert Null herabgedrückt werden kann. Da auch diese fremderregten Entladungen stationär brennen, können wir dann folgenden Schluß ziehen: Für jedes überhaupt von der Kathode ausgehende Elektron muß auch hier nach Rückkehr aller von ihm erzeugten positiven Ionen zur Kathode gerade wieder ein Elektron ausgegangen sein. Da ein Teil der ausgehenden Elektronen nun aber von der Fremderregung geliefert wird, muß nun die eigentliche Ausbeute in dem oben definierten Sinn kleiner als 1 sein, und zwar umso kleiner, je intensiver die Fremderregung ist. Andererseits ist der Kathodenfall nach den genannten Versuchen kleiner als der reguläre, d. h. als der Kathodenfall, der bei dem gegebenen Strom herrschen müßte, damit der Zustand stationär (Ausbeute = 1) sein kann. Wir können also schließen, daß die Ausbeute abnimmt mit Verkleinerung des Kathodenfalles unter den regulären Wert. Anders ausgedrückt können wir dies auch formulieren: Vor der Kathode stellt sich der für die Stationarität oder die Ausbeute 1 notwendige Kathodenfall oder genauer die Feldverteilung) ein, wenn (bzw. weil) die Ausbeute abnimmt, wenn der Kathodenfall (oder genauer das „wirksame Feld") zu klein wird und umgekehrt. Allerdings haben wir bei dieser zu $\frac{dA}{dV} > 0$ führenden Argumentation, die rein theoretisch zu führen in Unkenntnis der quantitativen Elementargesetze heute noch nicht möglich ist, in summarischer Weise die ganze Struktur des Feldes vor der Kathode (Feldverlauf, Dunkelraumdicke usw.) ersetzt durch den rohen Begriff des Kathodenfalles; im wesentlichen aber dürfte diese rohe Beschreibung der Wirklichkeit den Kern der Sache treffen.

Für das folgende wichtig ist nun eine Erweiterung dieser Überlegungen auf den Fall, den wir sogleich als „Zusatzerregung" der Kathode einführen werden. Formal können wir diesen hier anschließen durch die Verallgemeinerung, daß die Fremderregung (F) der Kathode nicht konstant, sondern abhängig von der Entladestromstärke I sein soll. Es sei also

symbolisch geschrieben $F = F(I)$. Über die Existenzbedingungen stationärer Zustände läßt sich dann zwar ohne weitere speziellere Voraussetzungen oder Kenntnisse nichts aussagen; man kann aber doch wenigstens folgendes schließen: Wir zerlegen die tatsächliche Ausbeute A, die im stationären Zustand natürlich wieder gleich 1 sein muß, in zwei Teile A' und $F(I)$, wobei A' die von der Entladung selbst bewirkte Ausbeute, $F(I)$ die Fremderregung ist. Dann muß also sein

$$A' + F(I) = 1.$$

Wenn nun $F(I)$ mit dem Strom I zunimmt, so muß A' mit dem Strom abnehmen. Dies ist nach dem oben Gesagten der Fall, wenn das wirksame Feld (Kathodenfall) mit dem Strom abnimmt. Umgekehrt muß, wenn $F(I)$ mit dem Strom abnimmt, der Kathodenfall zunehmen. Man kann sich so plausibel machen, daß die Charakteristik der Entladung (in dem betrachteten Gebiet) fallend ist, wenn die Fremderregung mit dem Entladestrom zunimmt und umgekehrt.

Die Einsicht, daß eine Fremderregung der Kathode den Kathodenfall verkleinert, öffnet uns nun unmittelbar den Weg zum Verständnis des Bogenmechanismus. Wir müssen dann nur noch einen Schritt weitergehen und annehmen, daß es sich im Bogen nicht um eine Fremderregung im eigentlichen Sinn, sondern um eine durch die Entladung selbst verursachte jedoch über die in der Glimmentladung wirksame quantitativ hinausgehende Erregung der Kathode handelt. Wie diese „Zusatzerregung", wie wir sie kurz nennen wollen, zustandekommt, möge vorläufig gleichgültig sein, da erst noch eine andere wichtige Frage zu erledigen ist. Die Zusatzerregung darf nämlich nicht so groß sein, daß der Kathodenfall gänzlich verschwindet, da sonst die Elektronenemission der Kathode aufhören würde. Wenn wir von der Glimmentladung ausgehend die Entladungsstromstärke steigern, wächst mit der positiven Raumladung im Kathodenfallgebiet der Kathodenfall. Mit der Stromstärke wächst allmählich die Zusatzerregung, bis Kompensation der beiden Effekte eintritt und der Kathodenfall sinkt. Man kann dies sehr schön beobachten, wenn man durch geeignete Mittel alle Entladungszustände stabilisiert. Die Fig. 5 zeigt dies an einem Wolframbogen in Wasserstoff (nach noch unveröffentlichten Messungen). Für den Wolframbogen liegen nämlich die Verhältnisse besonders anschaulich, da man hier den Mechanismus der Zusatzerregung kennt. Denn man wird diese wohl nur in einer glühelektrischen Elektronenemission der von der Entladung selbst geheizten Kathode sehen können. In der Figur ist deshalb die pyrometrisch bestimmte Temperatur der Kathode über den selben Abszissen wie die Charakteristik eingetragen. Man erkennt, wie die Charakteristik (der erste Abfall hat sekundäre, hier nicht interessierende Ursachen) zunächst entsprechend dem Ansteigen des anomalen Kathodenfalles steigt, bis mit zunehmender Kathodentemperatur die Zusatzerregung sich geltend macht und bald dominierend den Abfall der Charakteristik bestimmt. Zugleich ist natürlich hier gerade der Fall realisiert, den wir oben konstruiert haben: Die Zusatzerregung F hängt ab von der Stromstärke und nimmt mit

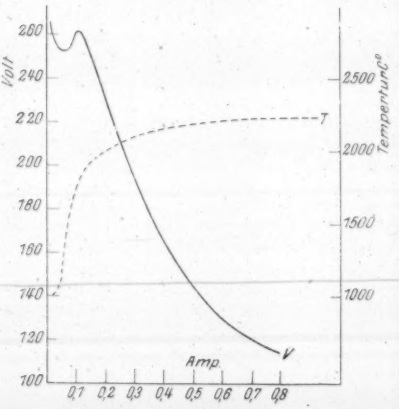


Fig. 5.

dieser (d. h. primär mit der Temperatur der Kathode) zu. Wichtig ist dabei ferner die vollkommen stetige Entwicklung der Bogenentladung aus der Glimmentladung, denn wir erkennen nun, daß eine scharfe Scheidung zwischen diesen beiden Entladungsformen überhaupt nicht besteht. Von wo ab man die Entladung als Bogen bezeichnen will — sinnvoll wäre etwa, die Unterschreitung des normalen Kathodenfallwertes in die Definition mit aufzunehmen — ist Sache des persönlichen Geschmacks.

Die genauere Analyse dieses eben skizzierten Übergangs der Glimmentladung in die Bogenentladung führt jedoch auf mancherlei Schwierigkeiten; insbesondere bedarf hier die Frage noch der genaueren Untersuchung, warum der Kathodenfall mit wachsendem Strom einem konstanten Endwert zustrebt, wie dies ja alle Messungen ergeben haben. Am besten kann man sich die Sachlage hier klarmachen mit Benutzung einer von Compton (13) herrührenden

Betrachtungsweise, die sich durch die Einführung der im folgenden als „Zusatzstromdichte" bezeichneten Größe auszeichnet. Von der Kathode geht aus ein Elektronenstrom von der Dichte i_- und es strömt in die Kathode ein Ionenstrom von der Dichte i_+ ein. Compton zerlegt dann i_+ in $j_+ + J_+$, worin j_+ der Anteil des positiven Stromes ist, der gerade zur vollständigen Kompensation der von i_- herrührenden negativen Raumladung genügt und demgemäß J_+ der zur Erregung des Kathodenfalls notwendige „Zusatzstrom" ist. Der gesamte Entladungsstrom ist

$$I = i_- + j_+ + J_+ : \qquad (1)$$

Zwischen i_- und j_+ läßt sich eine einfache Bezeichnung angeben, die nur gewisse für die Ionen und die Elektronen charakteristische Konstanten enthält und die wir kurz

$$j_+ = a \cdot i_- \qquad (1\,a)$$

schreiben wollen. Dann wird also

$$I = i_-(1 + a) + J_+. \qquad (2)$$

Der Kathodenfall V_c wird nur erzeugt durch den Zusatzstrom, es ist

$$V_c = f(J_+). \qquad (3)$$

Die Funktion f läßt sich natürlich nur unter speziellen Annahmen explizite angeben, sie enthält aber als Parameter jedenfalls nur noch Konstante (Masse, freie Weglänge u. dgl.), der Ladungsträger. Aus (2) und (3) folgt

$$V = f[I - i_-(1 + a)]. \qquad (4)$$

Wie Compton gezeigt hat, kann man aus Messungen von V_c und I mit Hilfe von (4) i_- und dann natürlich aus (2) und (1a) auch j_+ und damit die Zusammensetzung des Entladestroms an der Kathode aus dem Ionen- und Elektronenstrom berechnen; wir werden darauf später noch zurückkommen. Vorläufig interessiert uns die Gl. (4) von einem andern Gesichtspunkt aus. Von der Funktion f wissen wir, daß sie mit zunehmendem Argument zunimmt und können also schließen: Da im Bogen der Kathodenfall mit wachsendem Strom sinkt, muß $I - i_-(1 + a)$ mit wachsendem Strom I sinken, d. h. i_- muß stärker wachsen als I. Wir finden also bestätigt, daß die Zusatzerregung der Kathode mit dem Strom zunehmen muß und haben dafür nun einen mathematischen Ausdruck. Wenn nun im besonderen der Kathodenfall bei großen Stromstärken konstant werden soll, so muß das Argument von f konstant werden, es muß also sein für große I

$$J_+ = I - i_-(1 + a) = \text{const}.$$

Daß der von der Kathode ausgehende Elektronenstrom proportional (I — const) wird, ließe sich nur durch ad hoc zu konstruierende und sicher recht unnatürliche Sonderannahme plausibel machen. Es gibt aber noch eine ganz andere Möglichkeit, die uns einen vollständig neuen Gesichtspunkt liefert. Wenn nämlich für genügend starke Ströme die Fläche der kathodischen Entladungsbasis proportional der Stromstärke ist, bleibt die Stromdichte konstant und es sind dann I, i_- und J_+ einzeln konstant und die Konstanz des Kathodenfalls wird eine Selbstverständlichkeit. Wir werden darauf in Abschnitt IV näher eingehen.

III. Die Stromverteilung an der Kathode.

Wir haben oben ganz allgemein, einem fruchtbaren Gedanken Comptons folgend, den Strom an der Kathode zerlegt in die drei Teile i_- = Elektronenstrom, j_+ = neutralisierender Ionenstrom und J_+ = felderzeugender Zusatzstrom. Aufschluß über die Größen dieser drei Ströme kann man nun erhalten auf zwei Wegen: nämlich durch die genauere Betrachtung der Feldverhältnisse vor der Kathode oder durch die Aufstellung der kathodischen Energiebilanz.

Der Gedankengang der Überlegung Comptons (13) ist der folgende. Der Kathodenfall V_c ist, wie wir sahen, gegeben durch den Zusatzstrom: $V_c = f(J_+)$; kann man diese Funktion theoretisch finden, so ist J_+ aus dem experimentell bestimmten Kathodenfall V_c gegeben. Weiterhin ist der ebenfalls durch Messung festgelegte Gesamtstrom $I = i_- + j_+ + J_+$ und da $i_- = \frac{1}{a} j_+$, ist

$$\frac{i_-}{j_+ + J_+} = \frac{\text{Elektronenstrom}}{\text{Ionenstrom}} = \frac{I - J_+}{a \cdot I + J_+}. \qquad (1)$$

Zugleich sind natürlich durch diese Beziehungen die drei Stromanteile jeder für sich bestimmt, aus I und V_c, nämlich zu

$$\left.\begin{aligned} J_+ &= P(V_c), \quad i_- = \frac{I - P(V_c)}{1 + a}, \\ j_+ &= \frac{a}{1 + a}(I - P(V_c)). \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Die tatsächliche Durchführung der Rechnung stößt jedoch auf eine Schwierigkeit. In $f(J_+)$ tritt neben sonst bekannten Größen als Unbekannte die Dicke d des Kathodenfallgebietes auf, über die theoretisch kaum etwas auszusagen ist. Man wird hier also vielmehr umgekehrt verfahren und d bestimmen durch einen Vergleich des Stromverhältnisses (1) mit dem Werte, der sich aus der Energiebilanz ergibt. Ohne auf die Einzelheiten der Feldberechnung eingehen zu müssen, kann man aber bereits folgendes sehen und erfaßt damit meines Er-

achtens den wichtigsten Punkt: Der neutralisierende Strom j_+ ist auf jeden Fall klein gegen den Elektronenstrom i_-, da a — wie nun auch die Verhältnisse im einzelnen liegen mögen — eine große Zahl ist; es kommt dies durch das große Massenverhältnis Ion : Elektron und den hierdurch bedingten großen Unterschied der tatsächlichen Wanderungsgeschwindigkeiten beider Trägerarten. Nun aber weiter zu schließen, daß auch J_+ klein ist gegen i_- (und damit also auch $j_+ + J_+$ klein gegen i_-), wäre verfehlt. Denn die Raumladungswirkung von J_+ ist zwar gegeben durch $\varrho = J_+ \times$ Wanderungsgeschwindigkeit v und v ist sicher klein gegen die Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen, es ist aber die zur Erzeugung eines Kathodenfalls V_c erforderliche Raumladungsdichte ϱ auch noch bestimmt durch die Dicke d des Kathodenfallgebietes und muß umso größer sein, je kleiner d ist. Zur Illustration kann schon der einfachste Fall dienen, daß ϱ räumlich konstant ist. Dann ist

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\varrho$$

und es wird

$$V = -2\pi\varrho x^2 + c_1 x + c_2.$$

Ist $V = 0$ für $x = 0$ und $V = V_c$ für $x = d$ und ferner $\frac{dV}{dx} = 0$ für $x = d$, so erhalten wir

$$\varrho = \frac{V_c}{2\pi d^2}.$$

Diese Abhängigkeit der erforderlichen positiven Raumladungsdichte von der Dicke des Kathodenfallgebietes ist deshalb so wichtig, weil sie für J_+ trotz der Kleinheit des Bogenkathodenfalles durch geeignete Wahl von d einen weiten Spielraum läßt und nur dadurch die absolute kathodische Energiebilanz sicherzustellen erlaubt, worauf wir sogleich noch eingehen werden.

Comptons Theorie führt für $P(V_c)$ zu dem folgenden Ausdruck (nach Korrektion eines Rechenfehlers bei Compton!)

$$J_+ = \frac{1}{6\pi}\left(\frac{5}{3}V_c\right)^{3/2} \cdot \frac{(\pi/2 \cdot e/m \cdot l)^{1/2}}{c^{1/2}},$$

worin e, m und l die Ladung, Masse und mittlere freie Weglänge der positiven Ionen sind. c ist eine Integrationskonstante, die bestimmt ist durch die Bedingungen

$x = 0$ $\quad V = 0$ (Kathodenoberfläche),
$x = c$ $\quad V = V_c$ (Grenze des Kathodenfallgebietes).

Compton setzt $c = 4\sqrt{2} \cdot l =$ freie Weglänge der Elektronen und erhält damit für den Kohle- und Wolframbogen Werte für J_+, die mit den Werten aus der Energiebilanz gut übereinstimmen. Für Bogen mit verdampfenden Elektroden, insbesondere z. B. für den Quecksilberbogen, ist aber natürlich eine weitere Unbestimmtheit bedingt durch die unbekannte Dampfdichte im Kathodenfallgebiet; die J_+-Werte des Quecksilberbogens von Compton sind deshalb wohl sicher zu klein.

Es ist zur Beurteilung dieser Folgerungen wichtig zu wissen, welche Voraussetzungen in der Ableitung der Comptonschen Kathodenfallformel stecken. Analysieren wir daraufhin den Gang der Rechnung im einzelnen, so finden wir vor allem an drei Punkten solche Voraussetzungen von physikalischer Bedeutung. Die mittlere Fortschreitungsgeschwindigkeit der Ionen im Kathodenfallgebiet wird nach bekanntem Muster berechnet unter der Annahme, daß ein Ion bei jedem Zusammenstoß mit einem Gasmolekül mit diesem seine ganze Geschwindigkeit austauscht und seine Wanderung also nach dem Stoß mit der Geschwindigkeit Null beginnt und dann im elektrischen Feld frei beschleunigt wird. Man wird dagegen nach heutiger Kenntnis der Ionenkinetik kaum etwas einwenden können. Beachtlich ist hingegen eine zweite implizite in der Theorie steckende Annahme. Es wird nämlich die Raumdichte der Ionen gleich J_+/v gesetzt und nun zwar v in der eben besprochenen Weise mit der Feldstärke als räumlich variabel, J_+ jedoch als räumlich konstant angenommen; d. h. es ist damit vor allem vorausgesetzt, daß im Kathodenfallgebiet keine Rekombinationen stattfinden. Ein dritter Punkt betrifft die Berechnung der Größe $a = j_+/i_-$, d. h. des Verhältnisses des neutralisierenden Ionenstroms zum Elektronenstrom, die zwar nicht unmittelbar in die Kathodenfallformel eingeht, bei der Berechnung der Stromverteilung an der Kathode aus V_c und J_+ aber eine Rolle spielt. Compton findet a einerseits aus einer Diffusionsbetrachtung, die im Sinne der bekannten Überlegungen von Franck und Hertz zu einer mittleren Fortschreitungsgeschwindigkeit führt, während er andererseits die Ausdehnung des Kathodenfallgebietes nur gleich einer mittleren freien Elektronenweglänge annimmt. Der von Compton benutzte Wert von $a = 1/242\sqrt{M}$ ($M =$ Molekulargewicht des Gases) wäre also dann noch zu groß angenommen.

Für die Energiebilanz der Kathode haben Schottky und v. Issendorf[14]) sowie Compton[13, 15]) zuerst den richtigen Ansatz gegeben durch die Hinzunahme der vordem unbeachteten Kondensationswärme der positiven Ionen, die prozentual eine sehr große Rolle spielt. Das voll-

ständige Schema umfaßt nunmehr die folgenden Glieder, in denen die Leistung stets in Watt ausgedrückt ist (Ströme gemessen in Ampère).

Energieeinnahme der Kathode:

1. Stoßarbeit der positiven Ionen $E_s = (j_+ + J_+) V_c$, wo V_c der Kathodenfall in Volt ist. Vorausgesetzt ist dabei, daß die Ionen den ganzen Kathodenfall frei durchfallen; andernfalls ist nur ein Bruchteil εE_s des angegebenen Wertes in Rechnung zu ziehen.
2. Kondensationswärme der positiven Ionen. Durch einen von den genannten Autoren angegebenen Kreisprozeß läßt sich diese zurückführen auf anderweitig bekannte Größen, nämlich auf die Ionisationsspannung V_i des Atoms, die unter 3. genannte Ablösbarkeit φ des Elektrons und die Sublimationswärme L des neutralen Atoms. Für einwertige Ionen erhält man $E_c = (j_+ + J_+)(V_i + 0{,}043\, L - \varphi)$. L ist dabei gemessen in $Kg \cdot$ cal/Mol.
3. Zustrahlung und Wärmeleitung von außen. E_a, allgemein nicht anzugeben.

Energieausgabe der Kathode.

4. Ablösearbeit der Elektronen $A_e = \varphi \cdot i_-$, wo φ die z. B. aus thermoionischen Daten bekannte Ablösungsarbeit eines Elektrons in Volt ist.
5. Verdampfungswärme des Kathodenmaterials A_d. Der Messung zugänglich ist die in der Zeiteinheit verdampfende Menge nur abzüglich der durch den Ionenstrom auf die Kathode transportierten Menge. Ist die gemessene Menge M_m, die durch den Ionenstrom transportierte M_j, so verdampft tatsächlich $M_d = M_m + M_j$. M_j ist aber gleich $(j_+ + J_+) \cdot 1{,}036 \cdot 10^{-5}$ g-Äquivalente und also M_d zu berechnen aus M_m. Die Berechnung der Verdampfungswärme stößt jedoch auf Schwierigkeiten, da die Temperatur der verdampfenden Substanz und der Gang der Verdampfungswärme mit der Temperatur bekannt sein müssen.
6. Energieverlust durch Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung A_a. Rechnerisch und durch Messungen zu bestimmen.

Im stationären Zustand muß sein

$$\Sigma E = \Sigma A$$

und dies gibt nach der obigen Übersicht über die Größen E und A eine Beziehung zwischen $j_+ + J_+$ und i_-, die zur Kontrolle bzw. Ergänzung der aus der Kathodenfalltheorie folgenden Beziehung dienen kann. Leider sind im allgemeinen die zur Verfügung stehenden Versuchsdaten noch zu lückenhaft zu einer quantitativen Durchführung der Rechnungen. Compton hat für einige ausgewählte Beispiele die diesbezüglichen Rechnungen durchgeführt. Allerdings sind zum Teil, z. B. beim Quecksilberbogen, seine Rechnungen fehlerhaft und deshalb die Resultate nicht brauchbar. Beim Kohlebogen und Wolfram-Wasserstoffbogen scheinen mir die Ergebnisse aber wenigstens der Größenordnung nach zu stimmen. Es ist bemerkenswert, daß die Feldberechnung und die Energiebilanz tatsächlich zu ungefähr demselben Ergebnis führen, wenn man die Dicke d des Kathodenfallgebietes gleich einer mittleren freien Elektronenweglänge setzt. Zur Illustration des zahlenmäßigen Verhältnisses seien die Werte von Compton kurz angegeben:

Freier Kohlebogen.

Feldberechnung: $J_+ \sim 0{,}01\, I$; $j_+ \sim 0{,}001 \cdot I$.
Also $(j_+ + J_+) \sim 0{,}011 \cdot I$; $i_- = 0{,}989\, I$.
Energiebilanz: $(j_+ + J_+) \sim 0{,}025 \cdot I$.

Wolfram-Wasserstoffbogen von Mackay und Ferguson.

Feldberechnung: $J_+ \sim 0{,}058 \cdot I$; $j_+ \sim 0{,}003$.
Also $(j_+ + J_+) \sim 0{,}058\, I$; $i_- = 0{,}942\, I$.
Energiebilanz: $(j_+ + J_+) \sim 0{,}091\, I$.

Wolfram-Wasserstoffbogen.

In einem zweiten Beispiel nach eigenen Messungen, bei dem die Kathode nicht nur autogen, sondern außerdem noch von außen geheizt wurde, findet Compton $(j_+ + J_+) \sim 0{,}003\, I$. In die Energiebilanz ist in diesem Fall natürlich noch ein Glied W aufzunehmen, das die der Kathode von außen zugeführte Energie mißt.

Quecksilberbogen.

Über den Quecksilberbogen sind wir durch Arbeiten von Güntherschulze (16) recht gut unterrichtet, die sich auf die Verhältnisse in Glas-Quecksilbergleichrichtern beziehen. Bei der Durchführung der Rechnungen hat Güntherschulze allerdings an zwei Stellen kleine Fehler begangen, die aber — wie gleich bemerkt — die Größenordnung des numerischen Endergebnisses nicht ändern. Die Verdampfungswärme berechnet Güntherschulze aus der experimentell ermittelten abgedampften Gewichtsmenge. Er berücksichtigt also die durch den Ionenstrom auf die Kathode transportierte Menge nicht, „da diese zuvor kondensiert ist und also aus der Berechnung herausfällt". Dabei ist irrtümlicherweise nicht in Rechnung gesetzt, daß bei der thermischen Verdampfung neutrale Atome verdampfen, während durch den Ionenstrom Ionen antransportiert und kondensiert werden. In der Energiebilanz fehlt demgemäß ein Glied

von der Größe der Differenz Kondensationswärme (bzw. Ablösearbeit) der Ionen—Kondensationswärme (bzw. Ablösearbeit) der neutralen Atome. Unwichtiger ist, daß in einer ersten Arbeit die Verdampfung von überhitztem Quecksilber ausgeschlossen werden mußte, weil der ältere Kathodenfallwert von 5,3 Volt als richtig angenommen wird, während in einer zweiten Arbeit sich nachträglich aber Kathodenfallwerte in Übereinstimmung mit neueren Arbeiten von Schenkel und Schottky sowie Langmuir (17) von 8,6—10,4 Volt ergeben. Mit diesem Kathodenfallwert ist aber auch die höhere Verdampfungswärme verträglich, so daß eine neue Unbestimmtheit in die theoretischen Grundlagen hereinkommt. Die diesen Einwänden entsprechend korrigierten Zahlenwerte werden pro 1 Ampère Entladungsstromstärke in Watt

Energieausgabe:

Wärmeleitung	2,68
Verdampfung	2,8—3,9
Ablösung der Elektronen	$3{,}9\, i_-$
Strahlung	0,04

Energieeinnahme:

Ionenstoßwärme . . .	4,2
Ionenkondensation . .	$7{,}1 \cdot (j_+ + J_+)$.

Die Größenordnung der Zahlen wird wie gesagt sicher richtig sein; interessant und vielleicht unerwartet ist die Größe der Ablösbarkeit und der Ionenkondensationswärme im Vergleich zu den übrigen Gliedern. Die Energiebilanz ergibt für Kathodenfälle von 8,6 bis 10,4 Volt für i_-/I Werte zwischen 0,57 und 0,46 Volt. Es bleibt also das von Günther-Schulze angegebene Resultat bestehen, daß etwa die Hälfte des Stromes von Elektronen, die Hälfte von positiven Ionen getragen wird. Von dem Ionenstrom entfällt nur etwa 6 Promille auf den neutralisierenden Strom j_+, der Rest auf den felderregenden Zusatzstrom J_+. Demgemäß muß man, um nicht in Kollision mit der Feldberechnung zu kommen, die Dicke des Kathodenfallgebietes sehr klein annehmen, wie dies früher bereits betont wurde. Man erhält aus Comptons Formel für den Kathodenfall für d die Größenordnung von 10^{-5} cm. Genügend genaue Messungen über die wahre Feldverteilung vor der Bogenkathode, die hier ergänzend herangezogen werden könnten, liegen meines Wissens nicht vor. Es ist aber in diesem Zusammenhang bemerkenswert, daß Nagaoka und Sugiura (18) (zwar nicht im Quecksilberbogen, wohl aber im Eisen—Kohle- und im Eisen—Eisenbogen) eine offenbar außerordentliche Zusammendrängung des Feldes an den Elektroden gefunden haben und hieraus eine plausible Erklärung des sogenannten (optischen) „Poleffektes" herleiten konnten.

Ein weiterer Beweis für die sehr geringe Ausdehnung des Kathodenfallgebietes kann entnommen werden aus Versuchen, die Jves und dann Anderson und Kretschmar (18) am Abreißbogen angestellt haben. Aus simultanen oszillographischen Aufnahmen des zeitlichen Strom- und Spannungsverlaufes bei der Zündung eines Bogens durch Auseinanderziehen der beiden Elektroden von der Berührung aus, wobei die Elektrodenbewegung mit dem Oszillographen gekoppelt ist, lassen sich die Charakteristiken bis herab zu kleinsten Bogenlängen konstruieren. Es ergab sich bis herab zu Bogenlängen von der Größenordnung 10^{-3} mm keine wesentliche Änderung in der Form und Lage der Charakteristiken, ein Befund, der im Sinne der zu beweisenden Ansicht gedeutet werden kann.

Die Methode der Feldberechnung liefert also zwar für den Zusatzstrom J_+, wenigstens prinzipiell, mit Hilfe eines bekannten Kathodenfallwertes die absolute Größe, sie läßt aber theoretisch den Absolutbetrag von i_- offen. Ebenso gibt die Energiebilanz nur eine Relativbeziehung zwischen i_- und $(j_+ + J_+)$. Es muß demnach jedenfalls noch eine weitere Bedingungsgleichung hinzutreten, um auch die Absolutwerte der Stromdichten festlegen zu können. Dazu stehen nun prinzipiell mehrere verschiedene Wege offen, die zu diskutieren deshalb von grundsätzlicher Bedeutung ist, weil sie uns auf eine noch nicht berührte Frage führen. Wir haben nämlich bisher über die Entstehung des von der Kathode ausgehenden Elektronenstroms i_- noch nichts ausgesagt und nur die eine Annahme vorweggenommen, daß die Elektronenemission der Kathode in der Bogenentladung durch eine zusätzliche, dieser Entladungsform eigentümliche Ursache gesteigert sei gegenüber der in der Glimmentladung wirksamen Ionenstoßerregung. Am nächsten liegend, bereits von J. J. Thomson klar ausgesprochen und bis vor kurzem wohl allgemein gebilligt ist die Annahme, daß im Bogen eine erhöhte Elektronenemission der Kathode durch die hohe Kathodentemperatur bedingt und in bekannter Weise durch den glühelektrischen Effekt zu erklären sei. Auf die Einzelheiten wollen wir im nächsten Abschnitt noch eingehen und uns hier nur von dem oben angegebenen Gesichtspunkt mit dieser Frage beschäftigen. Die glühelektrische Elektronenemission eines Körpers ist eine Funktion der Oberflächentemperatur T. T wiederum ist gegeben durch die Größen E und A der Energiebilanz, so daß also zu dieser nun noch eine weitere Gleichung

$$i_- = F(E, A)$$

hinzukommt, die eben gerade noch zur vollständigen Bestimmung der Teilströme gefehlt hat. Eine Verwertung hat diese Gleichung bisher noch nicht gefunden, teils mangels der notwendigen thermischen Daten, vor allem aber, weil uns die quantitative Kenntnis der glühelektrischen Emission der schmelzflüssigen Metalle noch fehlt. Nur in einigen Fällen, z. B. für die Wolframbogenlampe, stehen uns, wie ich demnächst zeigen werde, alle Daten zur Verfügung. Man wird aber auch hier praktisch so vorgehen, daß man die Kathodentemperatur direkt aus der Strahlung bestimmt und aus ihr i_- berechnet. Aus den oben erwähnten Messungen am Wolframbogen scheinen sich so recht genau die i_--Werte entnehmen zu lassen[1]).

IV. Der Brennfleck.

Wie wir am Schluß von Abschnitt II sahen, wird man zu der Annahme gedrängt, daß die Entladung auf der Kathode in einer der Stromstärke proportionalen Basis konstanter Stromdichte ansetzt. Es erhebt sich zuerst die Frage, welche direkten Beobachtungen neben den eben angestellten, an die Form der Charakteristik anschließenden Überlegungen, für die Existenz eines Brennflecks sprechen. Unmittelbar beobachtet und ausgemessen ist der Brennfleck bisher nur beim Kohlebogen, wo er scharf begrenzt fast ruhig auf der Kathodenoberfläche liegt. An Metallkathoden hingegen erkennt man zwar ebenfalls im subjektiven Anblick einen offenbar recht scharf begrenzten Brennfleck (häufig zerfallen in einzelne Teile). Der Fleck läuft aber hier mit so großer Geschwindigkeit auf der Kathodenoberfläche umher, daß eine Ausmessung seiner Größe oder eine photographische Fixierung auf Schwierigkeiten stößt. Günther-Schulze gibt an, durch Kombination von photographischer Kamera und rotierendem Spiegel Bilder des Brennflecks erhalten zu haben, uns selbst ist es andererseits in zahlreichen Versuchen, selbst bei Expositionszeiten von nur $^1/_{3000}$ sec, nicht gelungen, wirklich scharfe für eine Ausmessung geeignete Aufnahmen zu bekommen. Auch Versuche, mit bewegten Anoden an hochglanzpolierten Kathodenflächen aus den Brennspuren des Brennflecks zu Ergebnissen zu gelangen, führten noch zu keinen befriedigenden Erfolgen. Diese negativen Befunde sprechen aber noch nicht gegen die Existenz eines scharf begrenzten Fleckes. Ein guter Beweis, daß auch an Metallkathoden die Entladung in einer der Stromstärke proportionalen Basis aussetzt, ist zu sehen in den bereits erwähnten Messungen von Günther-Schulze der von Quecksilberkathoden verdampfenden Quecksilbermenge und der in die Kathodenmasse durch Wärmeleitung abfließenden Wärmemenge. Trotzdem scheint eine genauere Diskussion der Verhältnisse im Brennfleck angebracht zu sein aus folgenden Gründen. Selbst wenn man annimmt, daß auf einem scharf begrenzten Flächenteil der Kathode und nur auf diesem der Kathode durch die Entladung Energie zugeführt wird, ist es physikalisch schwer verständlich, daß die Oberflächentemperatur der Kathode von einem Höchstwert in der Mitte dieses „Heizfleckes" nicht in ganz unscharfem allmählichem Übergang absinken sollte und dies um so mehr, je besser das Wärmeleitvermögen des Kathodenmaterials ist. Es ist natürlich sehr fraglich, wie weit die Ansätze der Wärmeleitungstheorie auf die verwickelten Verhältnisse an höchsttemperierten und verdampfenden Oberflächen überhaupt anzuwenden sind. Da aber das Wärmeleitvermögen mit steigender Temperatur abnimmt und da eine Wärmeabgabe durch Bestrahlung, Verdampfung und Konvektion den Abfall nur noch mehr verflacht, kann man mit Berücksichtigung allein der Wärmedissipation durch Leitung für die Schärfe des Brennflecks immerhin eine untere Grenze errechnen. Für den Fall stationärer Temperaturverteilung, der nach dem oben Gesagten an einer Kohlekathode recht gut zutreffen dürfte, habe ich diesbezügliche Rechnungen in folgender Weise durchgeführt. Die Kathode erfüllt mit ebener Begrenzungsfläche ($z = 0$) den ganzen einen Halbraum. Ihrer Oberfläche wird nur im Innern eines Kreises R_0 Wärme zugeführt. Dann ist die Temperaturverteilung in der Kathode gegeben durch

$$\Delta u = \frac{1}{r}\frac{\partial\left(r\,\frac{\partial u}{\partial r}\right)}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0$$

mit den Randbedingungen

$$u = 0 \quad \text{für } z = -\infty \text{ und } r = \infty$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)_{z=0} = q \text{ für } \quad 0 \leq r \leq R_0$$

$$= 0 \text{ für } \quad \geq R_0$$

Setzt man in bekannter Weise an $u = R \cdot Z$, wo R nur von r und Z nur von z abhängt, so erhält man u als Lösung der Diff. Gl., die bereits der ersten Randbedingung für u selbst genügt, zunächst in der Form:

$$u = \int_0^\infty A_p \cdot e^{pz} \cdot J_0(rp)\,dp,$$

wo J_0 die Besselsche Funktion nullter Ordnung und A_p eine noch unbestimmte Funktion von

1) Anmerkung bei der Korrektur: Herr W. de Groot hat inzwischen ähnliche Messungen und Überlegungen mitgeteilt in Physica **5**, 121, 234, 1925.

p ist. A_p wird festgelegt durch die zweite Randbedingung mit Hilfe der Darstellung einer willkürlichen Funktion $f(r)$ durch ein dem Fourierschen analoges Doppelintegral

$$F(r) = \int_0^\infty p\, J_0(rp)\, dp \int_0^\infty r'\, J_0(r'p) f(r')\, dr'$$

Für $f(r) = \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=0}$ und die zweiten Randbedingungen erhält man daraus sofort die Form von A_p und nach einiger Reduktion die Oberflächentemperatur

$$u_{z=0} = q \cdot R_0 \int_0^\infty \frac{J_1(R_0 p)\, J_0(rp)}{p}\, dp .$$

Die Darstellung dieses Integrals durch die hypergeometrische Reihe gibt die Endformeln, in denen $F(\alpha, \beta, \gamma, x)$ das bekannte Symbol der hypergeometrischen Reihe bedeutet:

$$\frac{R_0}{r} < 1 \qquad u_{z=0} = \frac{q \cdot R_0^2}{2r} \cdot F\left(1/2, 1/2, 2, \left(\frac{R_0}{r}\right)^2\right)$$

$$\frac{R_0}{r} > 1 \qquad u_{z=0} = q \cdot R_0\, F\left(1/2, -1/2, 1, \left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right).$$

Beide Reihen sind bis einschließlich $R_0/r = 1$ sehr gut konvergent und gehen für diesen Wert ineinander über. Für $r = 0$, d. h. im Mittelpunkt der Kreisfläche, wird $u_{max} = q \cdot R_0$. Wie stets bei stationärer Temperaturverteilung geht das Wärmeleitvermögen λ nur in die Randbedingung ein, in unserem Fall also in die Konstante q, die gleich Q/λ ist, wenn Q die Dichte des in der Heizfläche zufließenden Wärmestromes ist. Die numerische Ausrechnung gibt die in Fig. 6 an einem Beispiel gezeichnete Temperaturverteilung (ausgezogene Kurve), bezogen natürlich

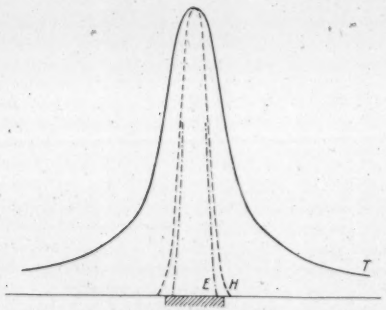


Fig. 6.

auf $u_{r=\infty}$ als Nullniveau und zeigt, daß in der Tat von einer auch nur angenähert scharfen Begrenzung eines Brennflecks keine Rede sein kann.

Die Sachlage wird jedoch eine ganz andere, wenn wir nicht die Temperaturverteilung T, sondern die Helligkeitsverteilung H auf der Kathodenoberfläche betrachten, die der direkten Beobachtung allein zugänglich ist, und es löst sich der Widerspruch zwischen dem flachen Verlauf der T-Kurve und der beobachteten scharfen Brennflecksbegrenzung sofort auf. Da die Helligkeit sowohl der Gesamtstrahlung wie die auch einer Isochromate mit einer sehr hohen Potenz der Temperatur proportional geht, ist das Endergebnis physikalisch bereits vorauszusehen. Für die übliche empirische Beziehung zwischen der optischen Helligkeit H und der absoluten Temperatur T

$$T = \frac{11230}{5{,}367 - \log H}$$

und $T_{max}\ (r = 0) = 3300^0$ abs. als Beispiel ist die Helligkeitsverteilung in der punktierten Kurve H gezeichnet und zeigt deutlich, daß man in der Tat von einer scharfen Begrenzung des Brennflecks sprechen kann. Maßgebend für die elektrischen Verhältnisse an der Kathode ist aber natürlich weder die Verteilung von T noch die von H. Im Sinne z. B. der thermischen Theorie der Bogenentladung wird man dafür vielmehr die Elektronenemission der Kathode anzusehen haben, und ich habe deshalb in der strichpunktierten Kurve E auch noch deren Verteilung angegeben unter Zugrundelegung der Richardsonschen Formel für den thermoionischen Sättigungsstrom

$$E = A \cdot T^{1/2} \cdot e^{-b/T}$$

mit $b = 6 \cdot 10^4$ (Kohle). Man erkennt, daß auch die Elektronenemission in sehr scharfer Grenze nach außen abfällt. Wir haben also zu unterscheiden zwischen drei Arten von Brennflecken, die wir als den „thermischen" (T), den „optischen" (H) und den „thermoionischen" (E) Brennfleck bezeichnen können und haben gefunden, daß bei richtiger Definition des Brennflecks die aus der Wärmeleitungstheorie zunächst zu folgernden scheinbaren Diskrepanzen mit der Erfahrung verschwinden.

Für Metallkathoden, wenigstens für solche aus den leichter flüchtigen und lebhaft verdampfenden Metallen, liegen die Dinge vermutlich verwickelter, weil von einer stationären Temperaturverteilung keine Rede mehr sein kann. Man überlegt aber leicht, daß auch hier die Sachlage eine für die Schärfe des Brennflecks nicht ungünstige ist. Wirkt nämlich die „Heizung" an einer Stelle nur sehr kurze Zeit, so findet während der kurzen Heizperiode die einströmende Wärme keine Zeit, seitlich durch Wärmeleitung sich auszubreiten und so entsteht mit der Heizfläche koinzidierend zunächst ein

scharf begrenztes Gebiet hoher Temperatur. Erst später, wenn die Heizfläche sich auf der Kathode bereits verschoben hat, sinkt die Temperatur unter seitlicher Ausbreitung und Verwaschung der Grenzen rasch ab; es zeigt also gerade der Zustand höchster Temperatur die schärfste Begrenzung. Für die eingehendere analytische Diskussion haben sich die nächstliegenden Ansätze als mathematisch so kompliziert erwiesen, daß hier nicht darauf eingegangen werden soll. Man kann aber alles Wesentliche an folgendem einfachen Beispiel erkennen. Nehmen wir die Kathode wieder als den einen Halbraum erfüllend ($z > 0$) an, so wird das Problem, ohne sich physikalisch von den wirklichen Verhältnissen zu weit zu entfernen, sehr vereinfacht, wenn die Heizfläche die Form eines schmalen Parallelstreifens hat, der etwa zwischen $y = +d/2$ und $y = -d/2$ um die x-Achse liegt. In dieser Heizfläche ströme Wärme in die Kathode ein, und zwar beginnend mit der Zeit $t = 0$ mit konstanter Dichte, während vorher ($t < 0$) der Zustrom null und die Temperatur auf der ganzen Kathode konstant sei. Dann handelt es sich nun um eine Lösung der Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \cdot \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

mit den Randbedingungen:

$u = 0$ für $t = 0$

$u = 0$ für $y = +\infty$ und für $z = \infty$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = f(y,t) \begin{cases} = -q & \text{für } -d/2 \leqq y \leqq d/2;\ 0 > t \\ = 0 & \text{für } -d/2 > y > d/2;\ 0 < t \end{cases}$$

Man erhält die Lösung, die diese Randbedingungen erfüllt, in der Form

$$u = \frac{q}{2\pi} \int_0^t \frac{e^{-\frac{z^2}{4a^2(t-t^1)}}}{t-t^1} \, dt^1 \int_{-d/2}^{+d/2} e^{-\frac{(y+y^1)^2}{4a^2(t-t^1)}} \, dy^1$$

und kann sie nach einfacher Umformung am besten für das Folgende schreiben in der Form:

$$u = \frac{q}{2\pi} \int_0^{a^2 t} \frac{e^{-\frac{z^2}{\tau}}}{\sqrt{\tau}} \, d\tau \int_{\frac{y-d/2}{z}}^{\frac{y+d/2}{z}} e^{-\xi^2} \, d\xi$$

Die numerische Ausrechnung ist nicht sonderlich bequem, sie ist aber für unsere Zwecke nicht notwendig, da eine allgemeine Diskussion bereits alles Wünschenswerte ergibt. Zunächst erkennt man, daß die thermischen Materialeigenschaften der Kathode außer natürlich in q nur in der Größe a^2, d. h. nur in der oberen Grenze des äußeren Integrals vorkommen; es heißt dies, daß die relative Temperaturverteilung nur abhängt von $a^2 t$. Betrachten wir nun Werte von y, die größer als $d/2$ oder kleiner als $-d/2$ sind, d. h. also Aufpunkte außerhalb der Heizfläche, so ist für genügend kleine Zeiten das innere Integral wegen des bekannten Verlaufs der Fehlerfunktion praktisch unabhängig von den Grenzen $y + d/2$, d. h. es ist unabhängig von y. Und ebenso ist für Werte von y, die kleiner als $d/2$ und größer als $-d/2$ sind, d. h. also für Aufpunkte im Innern der Heizfläche, u praktisch unabhängig von y. Der Innen- und der Außenwert unterscheiden sich um einen konstanten Betrag, der nur von t abhängt und von der Größenordnung ist

$$\lim \frac{q}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{4a^2 t} \frac{e^{-\frac{z^2}{\tau}}}{\sqrt{\tau}} \, d\tau .$$

An den Grenzen $y = +d/2$ hingegen findet eine steile Temperaturveränderung statt. „Genügend klein" heißt in dieser Abschätzung, daß $4a^2 t$ klein sein muß gegen $y + d/2$. Dies gilt umso länger, je kleiner a^2, d. h. je kleiner das Wärmeleitvermögen ist und die Grenzanstiege der Temperatur sind entsprechend umso steiler. Wir finden also alles das bestätigt, was wir aus der physikalischen Anschauung erwarten mußten und werden übrigens später darauf nochmals zurückkommen müssen.

Anschließend an diese Betrachtungen mag noch die, allerdings fast selbstverständliche, Bemerkung Platz finden, daß in speziellen Fällen von einem Brennfleck überhaupt nicht mehr die Rede sein kann, sondern die ganze Kathode dessen Rolle übernimmt. Dies wird immer dann eintreten, wenn die Kathode so klein ist und nicht mit wärmeabführenden Teilen von merklicher Kapazität in Verbindung steht, daß sie auf ihrer ganzen Oberfläche hohe Temperatur annehmen muß. Ein sehr schönes Beispiel für einen solchen Fall bildet eine Kathode aus einem kleinen Wolframkügelchen, wie es in einigen Formen der *Wo*-Punktlampe Verwendung findet. Herr Plaut hat die diesbezüglichen Rechnungen für eine freie Kugel mit Berücksichtigung der Ausstrahlung und der Wärmeabführung durch das Gas (die hier allein den Abfluß der zugeführten Wärme und die Erreichung eines stationären Zustandes ermöglichen) durchgeführt. Fig. 7 gibt hier ein Beispiel für die Verteilung der Oberflächentemperaturen und der Elektronenemission, wenn nur auf einer begrenzten Heizfläche $H - H$ der Kugel Energie zugeführt wird. Die Elektronenemission habe ich berechnet

nach den von Zwikker[1]) angegebenen Daten für die glühelektrischen Eigenschaften des

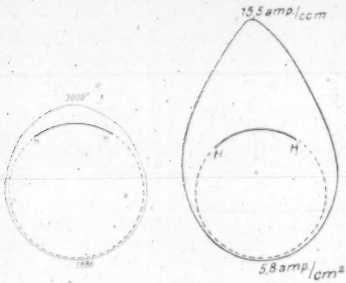


Fig. 7.

Wolframs; Herrn Skaupy verdanke ich die Mitteilung der in der Studiengesellschaft f. elektr. Beleuchtung durchgeführten Temperaturberechnungen.

V. Schwierigkeiten für die thermische Bogentheorie.

Gegen die ohne Zweifel physikalisch recht plausible thermische Theorie der Bogenentladung lassen sich einige Einwände erheben. Leider ist der Stand der Dinge hier heute so, daß bezgl. eines derselben weder für noch gegen wirklich entscheidende Argumente beigebracht werden können, so daß die ganze Frage wiederum in den Zustand einer gewissen Unbestimmtheit zurückgedrängt ist, aus der sie herauszubringen nur weiterer experimenteller Forschung gelingen kann.

Als gesicherte Erkenntnis muß nach wie vor angesehen werden, daß in der Bogenentladung die Elektronenemission der Kathode noch in anderer Weise und intensiver angeregt wird als in der Glimmentladung, wo der Aufprall der positiven Ionen und daneben wohl auch, wenngleich erst in zweiter Linie, ein photoelektrischer Effekt dafür verantwortlich zu machen sind. Während die thermische Theorie nun aber behauptet, daß im Bogen der glühelektrische, durch hohe Kathodentemperatur bedingte Effekt neu hinzukommt und allein die erhöhte Elektronenemission bedingt, weisen die fraglichen Einwände noch auf andere emissionsauslösende Wirkungen hin. In extremster Fassung ist sogar behauptet worden, daß es Bogen mit kalten Kathoden gäbe und demgemäß in diesen der glühelektrische Effekt überhaupt keine Rolle spielen könne. Wie mir scheint, muß man hier nun zwischen zwei wesentlich verschiedenen Problemstellungen unterscheiden. Zunächst ist es naheliegend und auch ohne neue Versuche durchaus berechtigt zu fragen, wieweit in einer Bogenentladung die Elektronenauslösung durch Ionenstoß, photoelektrische oder glühelektrische Wirkung erfolgt; dann ist die Beantwortung natürlich nur zu geben auf Grund einer quantitativen Untersuchung dieser einzelnen Effekte. Der Bogenentladung spezifische Auslösungswerte werden nicht vorausgesetzt, sondern nur eine der größeren Stromdichte entsprechende quantitative Steigerung. Andererseits aber kann man gerade solche spezifische Ursachen theoretisch postulieren: dann hätte man es mit einer Problemstellung von sehr viel größerer Bedeutung zu tun. Ein Beispiel für eine solche Annahme ist die von Bräuer (19) geäußerte Ansicht, daß zwar auch an der Bogenkathode die Elektronenemission durch die aufprallenden positiven Ionen bewirkt werde, daß aber hohe Kathodentemperatur für die Herabsetzung der Auslösungsenergie und die Steigerung der Ausbeute von Bedeutung sei.

Man muß sich bei der Beurteilung der wirklichen Sachlage natürlich vor Übertreibungen und Verallgemeinerungen hüten. Die im ersten Abschnitt dargelegte Mannigfaltigkeit der Bogenformen weist schon darauf hin, daß allgemeingültige Aussagen nicht zu machen sind und daß sich die verschiedenen Bogenformen auch bezüglich der hier interessierenden Dinge verschieden verhalten. So z. B. ist bei der früher besprochenen Bogenentladung zwischen Wolframelektroden wohl sicher der glühelektrische Effekt allein zu einer Erklärung ausreichend. Wir wollen deshalb im folgenden nur zwei Fälle herausgreifen und etwas ausführlicher behandeln, bei denen Schwierigkeiten für die thermische Theorie gefunden worden sind. Diese Beschränkung dürfte schon dadurch gerechtfertigt sein, daß H. Stolt (20) in einer Untersuchung über rotierende Bogen den ganzen Fragenkomplex und die gesamte, übrigens sehr ausgedehnte einschlägige Literatur bereits mit großer Vollständigkeit und Gründlichkeit besprochen hat; nur bezüglich einiger weniger Punkte können die Ausführungen Stolts im folgenden etwas ergänzt werden.

Wenn als Kathode eines der leichtflüchtigen Metalle, z. B. Quecksilber, Zink u. dgl. dient, liegt es nahe anzunehmen, daß die Temperatur der Kathodenoberfläche — da sie nicht über die Siedetemperatur steigen könne — relativ niedrig sei. Es findet an der Kathode eine lebhafte Verdampfung statt und die der Kathodenoberfläche zugeführte Energie wird also nach dieser Annahme, soweit sie nicht durch Wärmeleitung abfließt, ohne weitere Temperatur-

1) Diss. Amsterdam 1925.

steigerung zur Verdampfung verwendet. Demgemäß findet man in der Literatur die Annahme, die Kathodentemperatur müsse gleich der Siedetemperatur sein (unter dem im Entladungsgefäß herrschenden Druck) und man findet demgemäß Schätzungen derselben, z. B. für Quecksilberbogen zu etwa 100°. Höhere Temperaturen müssen von diesem Standpunkt aus dann gedeutet werden durch Überhitzungen. Wieweit und unter welchen Bedingungen solche realisierbar sind, ist allerdings kaum anzugeben; die außerordentliche Größe der dem Brennfleck zugeführten Energie, das unstete Umherirren des Brennflecks auf der Kathodenoberfläche und der stoßweise eruptionsartige Ablauf der Verdampfung, scheinen dafür zu sprechen. Auch die Emission eines kontinuierlichen Spektrums im Brennfleck, wie sie zuerst von Stark am Quecksilber bemerkt worden ist, wurde in diesem Sinne gedeutet.

Alles dies ist natürlich wenig befriedigend und macht eine etwas eingehendere Betrachtung notwendig. Zunächst ist da zu bemerken, daß der Begriff der Siedetemperatur an sich im üblichen Sinn recht unbestimmt und auf die Verhältnisse in Vakuumbogen überhaupt nicht mehr anwendbar ist. Eine Flüssigkeit „siedet", wenn der Dampfdruck gleich dem äußeren Druck geworden ist und wenn deshalb die Dampfbildung auch im Innern der Flüssigkeit an Gasblasen ansetzt. Die Konstanz der Siedetemperatur, d. h. die Tatsache, daß man diese Siedetemperatur nicht überschreiten kann, ist dann gewissermaßen nur bedingt durch die starke Vergrößerung der verdampfenden Oberfläche im Vergleich zu den zur Heizung zur Verfügung stehenden Energiemengen. Diese ganze Betrachtungsweise ist also nur auf gewisse spezielle Fälle anwendbar und muß durch eine strengere ersetzt werden. Den Weg dazu hat zuerst Knudsen in seinen bekannten Untersuchungen über Verdampfung und Kondensation gezeigt und ein sehr anschauliches kinetisches Bild des Verdampfungsvorganges gegeben. Nach Knudsen ist die maximal an einer Flüssigkeitsoberfläche verdampfende Substanzmenge zu finden aus der Betrachtung des stationären Gleichgewichtszustandes zwischen Dampf und Kondensat, in dem ebensoviele Moleküle die Flüssigkeit verlassen, wie sich auf ihr niederschlagen und es ist diese letztere Menge aus elementaren gaskinetischen Überlegungen sofort zu berechnen. Man findet so für die maximale Verdampfung bei der Temperatur T der Oberfläche (gr cm^{-2} sec^{-1})

$$D = 43{,}75 \cdot 10^{-1} \sqrt{\frac{M}{T}} \cdot p = \frac{0{,}92}{4} \sqrt{\frac{3R}{M}} \cdot d \cdot \sqrt{T},$$

wo p der Dampfdruck (Dyn/cm^2) bzw. d die Dampfdichte (g cm^{-3}) bei der Temperatur T sind. Für Quecksilber ($M = 200$) findet man speziell

$$D = 6{,}2 \cdot 10^{-4}\, p/\sqrt{T} = 2{,}6 \cdot 10^{2}\, d\sqrt{T}.$$

D nimmt wegen der sehr raschen Zunahme von p bzw. d mit der Temperatur stark zu. Aus den bis 800° reichenden Dampfdruckmessungen von Colardeau und den bis etwa 1400° reichenden Dichtebestimmungen von Bender ergibt sich der in Fig. 8 gezeichnete Verlauf von D,

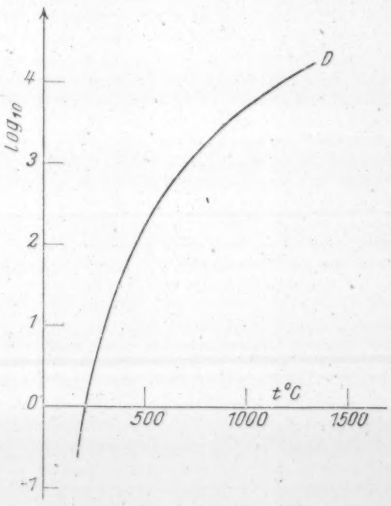


Fig. 8.

Die Verdampfungswärme ist aus den genannten Messungen und den bekannten thermodynamischen Beziehungen dann mit genügender Annäherung punktweise zu berechnen.

Es gilt dies allerdings nur, wenn die verdampfende Oberfläche vollkommen rein ist und es ist D allgemein zu ersetzen durch einen αmal kleineren Wert $\alpha \cdot D$ (α = Verdampfungskoeffizient). Damit ist jeder Oberflächentemperatur eine bestimmte maximale Verdampfung zugeordnet, die dann als wirkliche Verdampfung stattfindet, wenn die verdampfenden Moleküle sofort aus der Umgebung der Flüssigkeitsoberfläche entfernt werden (z. B. durch Kondensation an einer kalten Wand). Ist dies nicht der Fall, sondern liegt über der Flüssigkeit eine Dampfatmosphäre von der Dichte d' und der Temperatur T', wobei d' und T' aus

den geometrischen und thermischen Bedingungen gegeben sind, so findet zugleich mit der Verdampfung eine Wiederkondensation statt, deren Betrag nach derselben Formel zu errechnen ist.

Die Sachlage ist von diesem Standpunkt aus also allgemein die folgende: Wird der Kathodenoberfläche in einer Heizfläche H die Energie E zugeführt und findet, wie dies praktisch wohl stets der Fall sein wird, Verdampfung in merklichem Maß nur von H aus statt, so kann man die Oberflächentemperatur im Prinzip errechnen daraus, daß die zugeführte Energie + Kondensationswärme nicht größer sein kann wie die Summe der Verdampfungswärme $L \cdot aD$ + der durch Leitung in das Innere der Kathode abfließenden Wärmemengen. Da der Brennfleck mit großer Geschwindigkeit auf der Kathodenoberfläche hin und her läuft, wird man vielleicht annehmen können, daß die Dichte der über dem Fleck im Mittel liegenden Dampfatmosphäre nicht größer ist als die der mittleren Temperatur der Kathodenoberfläche zugehörende Dampfdichte; praktisch kommt dies darauf hinaus, daß man die Wiederkondensation gegen die Verdampfung vernachlässigen kann. Andererseits aber wird durch die Bewegung des Brennflecks das Problem ein sehr verwickeltes, da der wärmeleitungstheoretische Teil, wie wir später noch sehen werden, dann äußerst kompliziert zu lösen ist. Prinzipiell aber, und das ist das Wesentliche, wird man nun auf diesem Weg vorgehen können und der Begriff der Siedetemperatur im älteren populären Sinne ist nun ganz aus unseren Betrachtungen verschwunden.

Die Aufgabe wird eine sehr viel einfachere, wenn man nicht die zur Verfügung stehende Heizenergie als den gegebenen Ausgangspunkt wählen muß, sondern wenn man aus experimentellen Bestimmungen die verdampfende Menge benutzen kann. Vernachlässigt man die Wiederkondensation aus dem bereits genannten Grunde, so wäre bei Kenntnis der Brennfleckgröße H, des Verdampfungskoeffizienten a und der Dampfdruckkurve des Kathodenmaterials die Oberflächentemperatur im Brennfleck anzugeben durch die Knudsensche Formel bzw. für $a = 1$ ein oberer Grenzwert dieser Temperatur. Aus den Messungen von Günther-schulze am Quecksilberbogen ergibt sich die verdampfende Menge in $g\,cm^{-2}\,sec^{-1}$ zu etwa 50. Mit Benutzung der in Fig. 8 bereits berechneten Werte für die Verdampfung ergeben sich daraus für die Oberflächentemperatur T die in Fig. 9 gezeichneten Werte[1]), die weiter zu diskutieren ohne Kenntnis von a noch zwecklos sein würde; immerhin ergibt sich aus ihnen auch für $a = 1$, d. h. also als kleinster Wert, $T = 400^0$ C, der bereits weit über den obengenannten Schätzungen aus der „Siedetemperatur" liegt. Eine Schwierigkeit liegt allerdings auch in dieser direkten Temperaturberechnung aus der Verdampfung

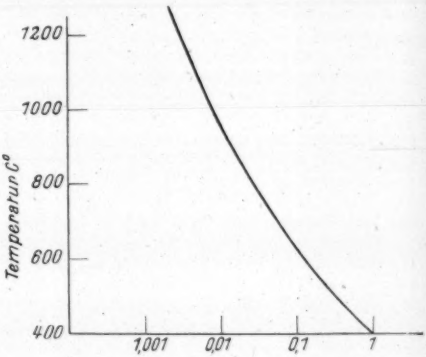


Fig. 9.

insofern, als dabei die Bewegung des Brennflecks nicht berücksichtigt ist und der Zustand als thermisch stationär betrachtet wurde. Man kann sich leicht überlegen, daß man so nicht die Scheitelwerte der Temperatur in den jeweiligen Brennfleckstellen, sondern einen wesentlich tieferen zeitlichen Mittelwert erhält, der dem Vorüberwandern des Brennflecks über die einzelnen Punkte der Kathodenoberfläche entspricht.

Eine anschauliche Demonstration zu diesen Überlegungen kann man in den folgenden Versuchen sehen (Seeliger und Thaer (21)). Benutzt man als Kathode einen Tropfen eines Metalls, etwa in der Anordnung, daß dieser Tropfen auf einem Quarzröhrchen liegt, durch dessen mit demselben Metall erfüllten Hohlraum die Stromzuführung erfolgt, so erhält man zunächst die reguläre Glimmentladung mit dem Kathodendunkelraum, Glimmsaum und negativen Glimmlicht, und zwar auch dann noch, wenn der Tropfen bereits lebhaft kocht und verdampft. Erst bei einer bestimmten Stromstärke schlägt die Glimmentladung in den Bogen um. Herr Schmekel und ich haben diese Versuche neuerdings wieder aufgenommen. Wir konnten nun durch geeignete Vorkehrungen die ganze Charakteristik der Glimm- und der Bogenentladung stabilisieren und haben so kontinuierliche Kurven erhalten, die der in Fig. 5 für den Wolframbogen gezeichneten ganz analog sind. Dieser Befund läßt wohl nur die Deutung zu, daß mit zunehmender Stromdichte die zur Heizung der Kathode zur Verfügung stehende

1) In Abhängigkeit von a.

Energie und damit nach den oben durchgeführten Überlegungen die Temperatur der Kathodenoberfläche stetig zunimmt. Noch nicht hinreichend geklärt sind die einzelnen Phasen der Ausbildung des Brennflecks, mit deren Untersuchung wir eben beschäftigt sind.

Bei dieser Gelegenheit sei noch kurz hingewiesen auf die zuerst von Stark angegebene Tatsache, daß der Brennfleck auf einer Quecksilberkathode ein kontinuierliches Spektrum emittiert. Es wurde verschiedentlich dies als ein Beweis für die Existenz einer hocherhitzten und zugleich noch flüssigen Quecksilberoberfläche angeführt. Spektrale Untersuchungen liegen meines Wissens aber noch nicht vor und müssen jedenfalls noch abgewärtet werden, ehe sich Genaueres sagen läßt.

Eine ganz andere Frage, die mit der Wanderung des Fleckes in Verbindung steht, ist natürlich die, wie weit in der kurzen Zeit, während des Vorüberstreichens des Brennflecks über ein Oberflächenelement, überhaupt eine genügende Erhitzung desselben erfolgen kann. Hier scheinen zum Teil tatsächlich noch Schwierigkeiten für die thermische Bogentheorie zu bestehen, und zwar auf Grund von Einwänden, die von Stolt (20, 23) zuerst erhoben worden sind und sich auf Beobachtungen an Bogen mit rotierenden Kathoden beziehen. Der Grundgedanke dieser Versuche ist der, durch rasche Bewegung der Entladungsbasis über die Kathodenoberfläche und Kühlung zu verhindern, daß im Brennfleck hohe Temperatur erreicht wird. Die Argumente für und gegen die Beweiskraft solcher Versuche hat wie gesagt Stolt selbst schon erschöpfend diskutiert. Jedenfalls liegen die Dinge hier nicht so einfach, wie man dies in älteren Versuchen annahm, die geradezu zur Demonstration der These angeführt wurden, daß hohe Kathodentemperatur eine notwendige Bedingung für die Existenz der Bogenentladung sei. Einer dieser Versuche war der, daß es nicht gelingt einen Bogen zu erhalten, wenn die Entladung über die Kathodenfläche rasch hinwegstreicht, daß hingegen ein Hinwegstreichen über die Anode nicht hinderlich ist. Man kann dies in der Tat an einem Bogen zwischen zwei rechtwinklig zu einanderstehenden Kohleelektroden leicht zeigen. Ist die bewegte Kohle (Fig. 10a) Kathode, so wandert der Bogen einfach mit der Kathode mit; ist sie hingegen Anode (Fig. 10b), so bleibt der Bogen an dem fest auf der Kathode sitzenden Brennfleck kleben und zieht sich in die Länge, bis die äußere E.M.K. nicht mehr genügt und die Entladung erlöscht. Derselbe Versuch mit Metallelektroden (z. B. *Cu*) zeigt aber bereits, daß auch bei bewegter Anode der Brennfleck und mit ihm die Entladung relativ zur Kathode wandern können; der Brennfleck ist auf Metallen beweglich. Besonders deutlich zeigt sich dies in dem folgenden Versuche. Zündet man (durch kurzes Zwischenstecken z. B. eines Kohlestabes), einen Bogen am unteren Ende zweier paralleler Elektroden, von denen die eine aus *Cu*, die andere aus Kohle besteht so wird die Entladung durch die aufsteigende Luftströmung nach oben getrieben. Ist z. B. *Cu* Kathode, Kohle Anode

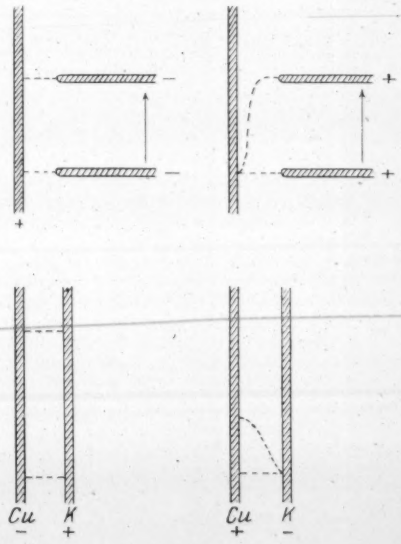


Fig. 10a, b, c und d.

(Fig. 10c), so wandert der Bogen rasch und bis zum Ende der Elektroden nach oben, ist hingegen *Cu* Anode und Kohle Kathode (Fig. 10d), so bleibt er an dieser haften und nur seine Ansatzstelle auf der Anode wandert nach oben, bis seine Länge zu groß wird und er abreißt (Fig. 10c).

Die im Magnetfeld rotierenden Bogen, bei denen Wanderungsgeschwindigkeiten des Fleckes bis zur Größenordnung mehrerer hundert Meter erreicht werden konnten und die Versuche von Stolt an Bogen mit bewegten Kathoden, weisen in dieselbe Richtung.

Eines der überzeugendsten Argumente, die Stolt für seine Behauptungen vorbringt, scheint zu sein, daß bei den kurzen zur Verfügung stehenden Zeiten bei der verfügbaren Energie die Temperatur des Brennflecks überhaupt nicht auf die nach der thermischen Theorie erforder-

liche Höhe gebracht werden könne. Der Beweis benötigt — da die Ansätze der Wärmeleitungstheorie hier ohne Zweifel anwendbar sind — die Kenntnis der Heizzeiten und Heizenergien. Ist d der Durchmesser der Heizfläche und v ihre Lineargeschwindigkeit auf der Kathodenoberfläche, so ist die Heizzeit höchstens gleich $T = d/v$. Ist ferner i die gesamte Entladestromstärke und V der Kathodenfall, so ist die gesamte Heizleistung gegeben durch $i \cdot V$ und die Dichte des in den Brennfleck einfließenden Energiestromes ist $Q = 4\, i\, V / d^2 \pi$. Eine obere Grenze für die erreichte Temperatur erhält man, wenn man zunächst die ganze Kathodenoberfläche als Heizfläche betrachtet, d. h. also, wenn man die seitliche Wärmeableitung aus dem Brennfleck vernachlässigt und nur die normal zur Oberfläche ($z = 0$) gerichtete Komponente berücksichtigt. Man findet dann als Lösung der Wärmeleitungsgleichung mit den Randbedingungen

$$u = 0 \text{ für } t = 0;\ u = 0 \text{ für } z = \infty,$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 = -Q\lambda$$

die Oberflächentemperatur zu (λ = Wärmeleitfähigkeit, a^2 = Temperaturleitfähigkeit)

$$u_0 = \frac{2a}{\lambda\sqrt{\pi}} \cdot Q \cdot \sqrt{T} \qquad \text{(a)}$$

oder wenn man die Werte von Q und T einsetzt ($i \cdot V$ in Watt):

$$u_0 = 0{,}344 \cdot \frac{a}{\lambda} \cdot \frac{i \cdot V}{d^{3/2} v^{1/2}} \qquad \text{(b)}$$

$i \cdot V$ und v sind aus den Versuchsdaten zu entnehmen, unbekannt ist hingegen d und man sieht, daß u_0 mit abnehmendem d rasch zunimmt; hierin liegt die große Schwierigkeit für die tatsächliche Temperaturberechnung. Zur Abschätzung der durch Gl. b gegebenen Näherung gehen wir am einfachsten zurück auf den bereits S. 35 benutzten Ansatz für eine schmale Heizfläche von der Breite d. Wenn d groß ist gegen $4a^2T$, erhalten wir aus diesem für die Mitte $z = 0$ des Heizstreifens nämlich genau den Wert u_0 der Gl. b, und zwar bereits für Werte von d, die gar nicht so sehr groß zu sein brauchen ($d \sim 2 \cdot 4a^2T$). Das Wesentliche an diesem physikalisch leicht verständlichen Befund ist, daß also eine endliche Begrenzung des Brennflecks wärmeleitungstheoretisch keine große Rolle spielt, solange nur die Heizzeiten genügend klein sind, sondern daß sie dann im wesentlichen nur in die Berechnung der Heizzeit $T = d/v$ eingeht. Die Bedingung $d \gg 4a^2T$ wird dann also zu $4a^2/v \ll 1$ und gilt natürlich nicht nur für die Stoltschen Versuche, sondern in allen Fällen, wo der Brennfleck auf der Kathodenoberfläche rasch herumwandert. Sie ist bereits für Wanderungsgeschwindigkeiten von wenigen cm/sec hinreichend erfüllt, so daß wir also Gl. b als eine jedenfalls recht gute Näherung betrachten können. Ist insbesondere noch die Größe des Brennfleckes proportional der Stromstärke und bezeichnen wir mit j_0 die Stromdichte in Amp/cm², so wird

$$u_0 = 0{,}27 \cdot \frac{a}{\lambda} j_0 \cdot \left(\frac{d}{v}\right)^{1/2} \cdot V. \qquad \text{(c)}$$

Es zeigt diese Form noch etwas deutlicher wie a) und b) den Zusammenhang der Temperatur mit j_0 und d. Hingewiesen sei darauf, daß u_0 also trotz der Konstanz der Stromdichte mit der Stromstärke ansteigt.

Die gewöhnlichen Metallbogen sind zur numerischen Rechnung kaum geeignet, da die Voraussetzungen der Wärmeleitungsgleichung wegen der lebhaften Verdampfung nicht mehr erfüllt und die Konstanten a^2 und λ nicht genügend bekannt sind. Rechnet man mit den üblichen Konstanten, so erhält man nach den von Güntherschulze angegebenen Werten für die Stromdichte und Fleckgröße, z. B. für Quecksilber bei einer Wanderungsgeschwindigkeit von 100 m/sec [die nach Dufour (22) durchaus noch nicht einen Höchstwert darstellt] nur Maximaltemperaturen von wenigen hundert Grad. Auf die Beobachtungen von Stolt lassen sich hingegen unsere Ansätze ohne weiteres anwenden. Benutzen wir von den für den Kupferbogen angegebenen Zahlen (20, 23), die mit kleinstem iVv, nämlich $i = 0{,}83$ Amp., $v = 80{,}5$ cm, so erhalten wir mit $V \sim 10$ Volt für u_0 die Größenordnung $0{,}4\, d^{-1/2}$, also für d-Werte, die nach den Angaben für Hg und Fe plausibel sind ($d \sim 10^{-2}$ cm) nur etwa 400°. Soweit die Analyse der Wärmeleitungsverhältnisse hier Aufschluß geben kann, bestehen demnach die Behauptungen Stolts zu Recht und es scheinen hier also Schwierigkeiten für die thermische Bogentheorie vorzuliegen, die in der Tat der gründlichen weiteren Untersuchung wert sind. Wir sind seit längerer Zeit damit beschäftigt, den ganzen Fragenkomplex systematisch experimentell zu untersuchen[1]). Die einzige Möglichkeit, die Sachlage im Sinne der thermischen Bogentheorie zu verstehen, scheint bisher darin zu liegen, daß der Brennfleck nicht stetig über die Kathodenoberfläche wandert, sondern ruckweise sich verschiebt, sobald die Temperatur zu lebhafter Verdampfung hoch genug geworden ist. Stolt selbst hat zwar diese nächstliegende und bereits von Güntherschulze

1) Dank einer Unterstützung des Elektrotechnischen Vereins Berlin.

erwähnte Deutungsmöglichkeit abgelehnt. Wir haben bisher aber bei miskroskopischer Betrachtung des Brennflecks auf der rotierenden Kathode noch niemals einen ruhig stehenden Fleck beobachten können, sondern haben stets ein flackerndes Hin- und Herfahren in der Drehrichtung gefunden.

Literaturverzeichnis.

1) E. Bräuer, Lichtbogen. Handb. d. Elektr. u. d. Magn. von Graetz, Bd. III, S. 521–596 (1920); A. Hagenbach, Der elektrische Lichtbogen. Handb. d. Radiologie von Marx, Bd. IV, S. 1–282 (II. Aufl., 1924); M. Leblanc fils, L'Arc Électrique, 131 S. (Paris 1922).
2) P. Schönherr, E.T.Z. 1909, S. 365.
3) J. Zenneck, Die Verwertung des Luftstickstoffs mit Hilfe des elektr. Flammenbogens. S. Hirzel (Leipzig) 1911.
4) W. Grotrian, Ann. d. Phys. **47**, 141, 1915.
5) F. Skaupy, D.R.P. 286753. Vgl. F. Schröter, Zeitschr. f. Elektrochemie **24**, 132, 1918.
6) A. Hagenbach u. H. Veillon, Phys. Zeitschr. 11, 833, 1910; W. G. Cady, Physik. Zeitschr. 14, 296, 1913.
7) F. Skaupy, Licht u. Lampe 1923, Heft 26.
8) J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 1, 1903.
9) R. Holm, z. B. Phys. Zeitschr. **19**, 548 (§ 7) 1918.
10) G. Holst u. E. Oosterhuis, Phil. Mag. **46**, 1117, 1923.
11) W. Dällenbach, Physik. Zeitschr. **26**, 483, 1925.
12) A. Wehnelt u. A. Jachan, Zeitschr. f. Phys. **31**, 666, 1925.
13) K. T. Compton, Phys. Rev. **21**, 266, 1923.
14) W. Schottky u. J. v. Issendorf, Zeitschr. f. Phys. **26**, 85, 1924.
15) K. T. Compton, Phys. Rev. **21**, 382, 1923. Vgl. auch A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **31**, 507, 1925.
16) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **11**, 74, 1922; **31**, 509, 1925.
17) M. Schenkel u. W. Schottky, Wiss. Veröff. d. Siemens-Konzerns **2**, 252, 1922; I. Langmuir, Gen. Electr. Rev. **26**, 731, 1923.
18) H. N. Nagaoka u. G. Sugiura, Jap. Journ. of Phys. 3, 45, 1924; Jves, Journ. Frankl. Instit. **198**, 4, 1924; S. H. Anderson u. G. G. Kretschmar, Phys. Rev. **26**, 33, 1925.
19) E. Bräuer, Ann. d. Phys. **60**, 95, 1919; vgl. auch Child, Electr. Arcs, S. 164.
20) H. Stolt, Diss. Upsala 1925 (Über die im radialen Magnetfeld rotierenden Bogen usw.).
21) R. Seeliger u. D. Thaer, Ann. d. Phys. **65**, 423, 1921.
22) A. Dufour, Journ. d. Phys. 1, 109, 1911.
23) H. Stolt, Zeitschr. f. Phys. **26**, 95, 1924; **31**, 240, 1925.

(Eingegangen 14. November 1925.)

Photozelle und Thermoelement.

Eine Bemerkung zur Veröffentlichung des Herrn Dorgelo: „Die photographische Spektralphotometrie“[1].

Von F. Goos und P. P. Koch.

In den zusammenfassenden Bericht des Herrn Dorgelo über photographische Spektralphotometrie hat sich ein sinnstörendes Versehen dadurch eingeschlichen, daß in dem Abschnitt Vd über Mikrophotometer mit Photozellen nur die zeitlich erste Konstruktion eines derartigen Registrierphotometers[1]) besprochen worden ist, während der inzwischen durchgeführten wesentlichen Verbesserungen[2]) keine Erwähnung getan wird. Dadurch wird der Eindruck erweckt, als ob die Photozelle, gegenüber dem Thermoelement, durch ihre Trägheit bedeutend im Nachteil sei, während gerade das Umgekehrte richtig ist. Zur Zeit ist die Trägheit der Photozelle um mindestens eine Zehnerpotenz geringer, als die der besten vorhandenen Thermosäulen. Dies ist auch aus prinzipiellen Gründen nicht anders zu erwarten, da der physikalische Vorgang, auf dem die Wirkung der Photozelle als Lichtmeßorgan beruht, die trägheitslose Auslösung von Photoelektronen ist. Im Gegensatz dazu ist bei der Messung strahlender Energie mit dem Thermoelement maßgebend für die Erreichung des Endzustandes der Ablauf von Temperaturausgleichsvorgängen.

Bei der oben genannten Erstkonstruktion wurden Photozellen nach Elster und Geitel[3]) verwandt, bei denen nur die eine Hälfte der Kugel mit Kaliummetall überzogen war. Die Trägheit dieser Photozellen beruht darauf, daß sich auf dem nichtverspiegelten Teil eine unsichtbare dünne Kaliumhaut bildet, an der beim Belichten gleichfalls Photoeffekte auftreten. Wegen des großen Widerstandes dieser Haut folgt die Ladung der Belichtung nur langsam und dieser Vorgang bedingt die beobachtete Trägheit[4]). Nichtsdestoweniger konnte schon mit diesen ersten Zellen eine Erhöhung der Meßgeschwindigkeit gegenüber dem damals allein vorhandenen Hartmannschen Mikrophotometer um zwei Zehnerpotenzen erreicht und gezeigt werden, daß die mit dem Registrierphotometer erzielten photometrischen Ergebnisse innerhalb der Meßmöglichkeit von etwa 1 Proz. mit den Angaben des Hartmann-Instrumentes übereinstimmten.

Die Mängel der ersten Photozellen wurden sinngemäß durch Einführung von Photozellen unschädlich gemacht, bei denen die ganze Glaskugel bis auf eine kleine Öffnung für den Lichteintritt verspiegelt und mit Kalium überzogen war[5]).

1) H. B. Dorgelo, Physik. Zeitschr. **26**, 756, 1925.

1) P. P. Koch, Ann. d. Phys. **39**, 705, 1912.
2) F. Goos mit Vorbemerkung von P. P. Koch, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **41**, 313, 1921.
3) J. Elster u. H. Geitel, Physik. Zeitschr. **12**, 609, 1911.
4) J. Elster u. H. Geitel, Physik. Zeitschr. **21**, 361, 1920.
5) F. Goos mit Vorbemerkung von P. P. Koch, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **41**, 313, 1921.

Dadurch verschwand die Trägheit so weit, daß nunmehr der Elektrometerfaden bei plötzlichen Belichtungsänderungen innerhalb 1 bis 2 Zehntel Sekunden um 99 Proz. des Endausschlages springt.

Dies veranschaulicht Fig. 1 während Fig. 2 das Verhalten eines Thermoelements neuester Konstruktion von Moll darstellt[1]). Nach dessen Angaben[2]) erreicht seine Apparatur 99 Proz. des Endausschlages in 2 Sekunden. Da der als Abszisse gewählte Zeitmaßstab bei beiden Kurven der gleiche ist, ergibt sich durch einen Blick die beträchtliche Überlegenheit der Photozelle.

An dieser Stelle sei ein weiterer kleiner Irrtum des Herrn Dorgelo berichtigt. Das sehr solide System von Eisenträgern, auf das die Photozellen-Registrierphotometer aufmontiert sind, hat nicht den Zweck die Saite des Elektrometers gegen Erschütterungen zu schützen. In der Tat ist ja das Elektrometer nicht erschütterungsempfindlicher, als ein entsprechendes Galvanometer. Die Aufmontierung auf Eisenträger wurde vielmehr deshalb gewählt, um dem Apparat die besonders für Präzisions-Längenmessungen notwendige Unverschiebbarkeit der einzelnen Bestandteile gegeneinander zu sichern.

Dadurch verliert das Instrument zwar — wenn auch nur scheinbar — an Kompendiosität, dafür wird aber eine Genauigkeit der geometrischen Meßergebnisse erzielt (mittlerer Fehler für Abstandsmessungen von Spektrallinien 0,0001 mm = 0,1 μ), die von keinem anderen

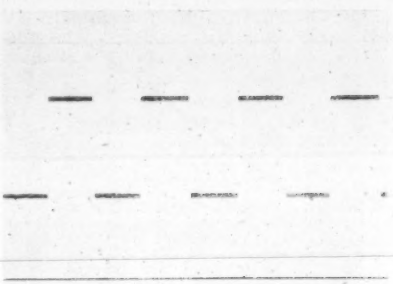


Fig. 1. Einstellungsgeschwindigkeit der Photozelle bei plötzlichen Belichtungsänderungen. Belichtungszeit = Verdunklungszeit = 5". Infolge des schnellen Springens des Fadens sind die auf- und absteigenden Äste so schmal, daß sie kaum wahrnehmbar sind. Unretouchierte Kopie.

Fig. 2. Verhalten des Thermoelements bei plötzlichen Belichtungsänderungen.

Registrierinstrument bisher auch nur annähernd erreicht worden ist.

Hamburg, Physikalisches Institut d. Universität, 22. Dezember 1925.

(Eingegangen 24. Dezember 1925.)

1) Aus Katalog Ther 24 von Kipp u. Zonen. Delft.
2) W. J. H. Moll u. H. C. Burger, Phil. Mag. 50, 618, 1925.

BESPRECHUNGEN.

A. Schoenflies, Einführung in die analytische Geometrie der Ebene und des Raumes. Bd. XXI der Sammlung: Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungsgebiete. Gr. 8°. X u. 304 S. Mit 83 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1925. M. 15.—, geb. M. 16.50.

Dem Titel entsprechend behandelt das Werk nach einleitenden Bemerkungen, speziell über den Koordinatenbegriff, der Reihe nach: Die Gerade, Linienkoordinaten und Dualität, Doppelverhältnis und Projektivität, homogene Koordinaten, Kegelschnitte, Kollineation und Korrelation in der Ebene; sodann Ebene und Gerade im Raum, Dualität, Flächen 2. Ordnung. Wie der Verfasser im Vorwort betont, kam es ihm besonders darauf an, auf die Bedürfnisse des Lernenden Rücksicht zu nehmen. Diese Absicht erscheint dem Referenten durchaus erreicht. Dem Physiker, der sich aus dem einen oder anderen Grunde eindringender mit analytischer Geometrie beschäftigen will, ist das Werk daher zu empfehlen. Haupt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ehrung: Zu Mitgliedern des bayrischen Maximiliansordens für Wissenschaft und Kunst wurden ernannt: der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Berlin Geheimer Regierungsrat Dr. Max Planck und der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität München Geheimer Rat Dr. Wilhelm Wien, sowie der frühere ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität München Geheimer Rat Dr. Richard Willstätter.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.